E.M.QOCAYEV, A.Ə.ƏHMƏD,
Ş.Ə.ZEYNALOV, Ş.M.MEHDİYEVA,
S.İ.MƏMMƏDOVA

FİZİKA
(laboratoriya işləri)

Bakalavrlar üçün dərs vəsaiti

AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZİRLİYİ
AZƏRBAYCAN TEXNİKİ UNİVERSİTETİ

E.M.QOCAYEV, A.Ə.ƏHMƏD, Ş.Ə.ZEYNALOV,
Ş.M.MEHDİYEVA, S.İ.MƏMMƏDOVA

F İ Z İ K A

(laboratoriya işləri)

Bakalavrlar üçün dərs vəsaiti

Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin
08.12.2015-ci il tarixli1108 nömrəli
əmri ilə təsdiq edilmiş
Azərbaycan Texniki Universitetində
tədris vəsaitlərinə nəşr hüququ (qrif)
verilmişdir (əmr №139-müx, 29.07.2021)

BAKI – 2021

Elmi redaktor: **S.S.Osmanova,** Azərbaycan Texniki Universitetinin
Mühəndis fizikası və Elektronika kafedrasının dosenti

Rəyçilər: **A.P.Abdullayev,** Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universitetinin
Fizika kafedrasının müdiri, professor
S.X.Xəlilov, Azərbaycan Texniki Universitetinin
Mühəndis fizikası və Elektronika kafedrasının dosenti

E.M.Qocayev, A.Ə.Əhməd, Ş.Ə.Zeynalov, Ş.M.Mehdiyeva, S.İ.Məmmədova. Fizika (laboratoriya işləri), Bakalavrlar üçün dərs vəsaiti, Bakı, 2021, 168 səh.

Vəsait texniki universitetlərin Fizika kursu və fizikadan laboratoriya məşğələlərinin proqramlarına uyğun yazılmışdır. Vəsaitdə Fizikanın bütün bölmələrini əhatə edən 23 adda laboratoriya işi verilmişdir. Burada, məsələnin mahiyyəti, təcrübə işinin qoyuluşu və aparılma üsulu, onların yerinə yetirilmə qaydaları və xətalar haqqında məlumat şərh olunmuşdur.

Vəsait ali texniki məktəblərin bakalavr pilləsində təhsil alan tələbələr üçün nəzərdə tutulmuşdur.

MÜNDƏRİCAT

Ön söz 4
Xətalar haqqında qısa məlumat 5
1. İmpulsun saxlanması qanununun yoxlanılması 7
2. Diskin və həlqənin ətalət momentinin təyini 17
3. Qazın molyar istilik tutumları nisbətinin təyini..... 25
4. Mayelərin özlülük əmsalının təyini 33
5. Bərk cisimlərin istilikkeçirmə əmsalının təyini 39
6. Naqillərin xüsusi müqavimətinin təyini 45
7. Yerin maqnit sahəsinin induksiyasının üfüqi, şaquli toplananlarının və tam qiymətinin təyini 48
8. Amper qanununun yoxlanılması 56
9. Faradeyin elektromaqnit induksiya qanununun yoxlanılması 61
10. Holl effekti vasitəsilə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının və yürüklüyünün təyini..... 65
11. Qarşılıqlı perpendikulyar rəqslərin toplanması. Lissaju fiqurları 71
12. Rəqs konturunda sönən elektromaqnit rəqslərinin tədqiqi 80
13. İnduktivliyin, elektrik tutumunun təyini. Dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanununun yoxlanılması 85
14. İpdə durgun dalğaların yayılmasının öyrənilməsi 94
15. İşığın interferensiyası. Nyuton halqaları vasitəsilə işığın dalğa uzunluğunun təyini 98
16. İşığın dıfraksıyası. Difraksiya qəfəsi vasitəsilə işığın dalğa uzunluğunun təyini 106
17. İşığın polyarlaşması hadisəsinin öyrənilməsi. Malyus qanununun yoxlanılması 115
18. Buger-Lambert qanununun yoxlanılması. İşığın udulma əmsalının təyini 122
19. Mütləq qara cismin istilk şüalanma qanunlarının öyrənilməsi 126
20. Xarici fotoeffekt hadisəsinin öyrənilməsi. Vakuum fotoelementinin volt-amper və işıq xarakteristikalarının tədqiqi 134
21 Atom spektrlərinin öyrənilməsi. Ridberq sabitinin təyini 139
22 Yarımkeçiricilər. Yarımkeçirici diodun volt-amper xarakteristikasının tədqiqi 146
23 Termoelementin dərəcələnməsi 154
Cədvəllər 162
Ədəbiyyat 167

ÖN SÖZ

Ali texniki təhsil sistemində Fizikanın əhəmiyyəti fizika elminin müasir cəmiyyətin həyatında oynadığı rolu, onun elmi-texniki tərəqqiyə göstərdiyi təsirlə təyin olunur. Fiziki biliklər gələcəyin **alim və mühəndislərinin**, **inşaatçı** və **konstruktorlarının**, **texnoloqlarının** yetişməsində mühüm bir baza təşkil edir. Jəmiyyətin tərəqqisində, texnikanın inkişafında, yeni nəqliyyat, rabitə və ünsiyyət vasitələrinin, alternativ enerji mənbələrinin yaradılmasında fizika həlledici rol oynayır.

Fizikanın tədrisində **əsas məqsəd** tələbələrin fiziki düşünmə qabiliyyətlərini inkişaf etdirməkdən, dünyanın müasir fiziki mənzərəsini qavramaqda və elmi dünyagörüşün formalaşmasında onlara yardımçı olmaqdan və bununla da müxtəlif ixtisas fənlərinin öyrənilməsinə bünövrə yaratmaqdan ibarətdir. Müasir texnikanın yaradıcısı olan **mühəndisin** formalaşmasında fizikanın rolu sözsüz böyükdür. Bu prosesdə nəzəri biliklərin öyrədilməsi ilə yanaşı fizika praktikumunun da əhəmiyyəti çox mühümdür.

Fizika praktikumunun vəzifəsi tələbələrə fiziki qanunauyğunluqların əsaslarını başa düşməkdə kömək etməkdən və onlarda elementar təcrübə aparmaq vərdişləri yaratmaqdan ibarətdir.

Elmi dərketmə prosesində tələbənin **müstəqil işinin** rolu böyükdür. Fizikanı başa düşən hər kəs həmişə tədqiqatçı olur. Laboratoriyada iş, nəzəri mühazirə materialının təhlili, ədəbiyyatın öyrənilməsi, seminarlarda fəal iştirak – müasir elmi yaradıcılığın əsas elementlərindəndir.

Müstəqil Azərbaycan Respublikasının yeni təhsil konsepsiyasına uyğun olaraq çoxpilləli təhsil sisteminə keçid bakalavr pilləsi üçün azərbaycan dilində yeni dərs vəsaitlərinin yazılmasını tələb edir. Müstəqillik dövründə azərbaycan dilində latın qrafikası ilə xeyli dərslik və metodik vəsaitlərin nəşr olunması təqdirəlayiqdir. Lakin bu ədəbiyyatın əksəriyyəti daha çox nəzəri məsələləri əhatə edir. Məşğələ və laboratoriya dərslərini müasir standartlara uyğun aparmağa imkan verən, xüsusilə də tələbənin verilən mövzunu tam mənimsəməsini təmin edə biləcək **praktiki** dərs vəsaitləri yox dərəcəsindədir. Təqdim olunan vəsaiti hazırlamaqda məqsədimiz bu boşluğu qismən də olsa doldurmaqdan ibarət olmuşdur.

Bu məqsədlə dərs vəsaitində hər bir laboratoriya işinə aid olan bəhs üzrə kifayət qədər nəzəri məlumat verilmişdir. Fiziki hadisənin mahiyyətinə, əsas düsturların çıxarılışına və bilavasitə laboratoriya işində ölçülməsi lazım gələn və hesablanması tələb olunan kəmiyyətlərə aid tam bilik verilir ki, bu da eksperiment işini aparmaq, laboratoriya tapşırıqlarını yerinə yetirmək üçün ən lazımlı məsələlərdən biridir.

Vəsait Ali Texniki məktəblərin ümumi fizika kursunun və fizikadan laboratoriya işlərinin proqramlarına müvafiq yazılmışdır. Vəsaitdə göstərilən mövzuların adları AzTU-nun fizika kafedrasında fəaliyyət göstərən laboratoriya işlərinə uyğundur.

Əlbəttə, vəsaitdə bəzi çatışmamazlıqlar və nöqsanlar yox deyildir. Müəlliflər kitab barədə öz qeydlərini və arzularını bildirəcək hər kəsə əvvəlcədən minnətdarlıqlarını birdirirlər.

Xətalar haqqında qısa məlumat

Eksperimental fənn olan fizikada təcrübə xüsusi rol oynadığından, hadisələri xarakterizə edən və ölçülə bilən kəmiyyətlərin tapılması çox mühüm bir məsələdir. Bundan əlavə, fizika kursunun yaxşı mənimsənilməsində laboratoriya işləri mühüm rol oynayır. Laboratoriyada çalışan tələbələr qazandığı nəzəri biliyi praktikaya tətbiq etmək bacarığı və sərbəst işləmə vərdişi əldə edir.

Hər hansı bir fiziki kəmiyyəti ölçmək, onu həmin cinsdən olan və vahid qəbul edilən digər bir kəmiyyətlə müqayisə etmək deməkdir.

Ölçü işi hansı dəqiqliklə aparılırsa aparılsın, onu təkrar etdikdə bir-birindən fərqli ədədlər alınacaqdır.

Dəqiq ölçü aparmaq, bir-birindən fərqlənən bu ədədlər içərisindən fiziki kəmiyyətin həqiqi qiymətinə daha yaxın olan əldədi seçə bilməkdir.

Təcrübə zamanı buraxılan xətalar, xarakterinə görə **sistematik** və **təsadüfi xətalara** ayrılır.

Sistematik xətalar dörd qrupa bölünür:

a) metodun xətası. Ölçü metodunun nəzəriyyəsi səhv olduqda və ya kifayət qədər dəqiq işlənmədikdə bu cür xətalar baş verir;

b) tətbiq edilən ölçü vasitələri ilə əlaqədar olan xətalar;

c) ölçü cihazlarının və ya alətlərinin düzgün qurulmaması və düzgün yerləşdirilməməsi, şkalanın sürüşməsi ilə bağlı xətalar;

d) ölçü aparan adamın şəxsi xüsusiyyətləri və təcrübəsi ilə bağlı xətalar.

Məsələn, tutaq ki, termometrin sıfır nöqtəsi səhvən $+0{,}5^0$S nöqtəsinə sürüşmüşdür. Belə bir termometrlə təcrübə aparılarkən sistematik olaraq xəta buraxılacaqdır. Elə buna görə də bu xətaya **sistematik xəta** deyilir.

Sistematik xətalar ölçü nəticələrini ya azaldır, ya da artırır. Bu cür xətalar işarəsinin sabitliyi ilə seçilir.

Termometri dərəcələrə ayıranda buraxılmış xətanı nəzərə almaqla, sistematik xətadan azad olmaq mümkündür. Bundan ötrü təcrübəyə başlamazdan əvvəl termometri yoxlamaq lazımdır. Bu qayda ilə sistematik xəta aradan qaldırılmış olarsa, nəticədə ancaq təsadüfi xəta qalar. Təsadüfi xətanı tamamilə aradan qaldırmaq olmasa da, həmin xətanın təcrübənin nəticəsinə nə dərəcədə təsir edəcəyini hesablamaq mümkündür.

Təsadüfi xətanı isə belə hesablamaq olar.

Tutaq ki, eyni şəraitdə, bilavasitə ölçmələr zamanı hər hansı bir fiziki kəmiyyət üçün a_1, a_2, ..., a_n qiymətləri alınmışdır. Əgər ölçmələri təkrar edərkən alınan ədədlərdən biri həmin fiziki kəmiyyətin həqiqi qiymətindən böyük olarsa, digəri kiçik ola bilər. Fiziki kəmiyyət üçün alınan qiymətlərdən hansının o kəmiyyətin həqiqi qiymətindən böyük və ya kiçik olmasına hökm etməyə heç bir əsas yoxdur. Ehtimal nəzəriyyəsinə görə dəfələrlə təkrar edilən ölçmələrdən alınan ədədlər içərisində, ölçülən fiziki kəmiyyətin həqiqi qiymətindən həm böyük, həm də kiçik olanlarının sayı eyni olmalıdır. Ona görə də demək olar ki, fiziki kəmiyyətin həqiqi qiymətinə ən yaxın olan ədəd, ölçmə nəticəsində alınan ədədlərin orta ədədi qiyməti olur. Bu orta qiymət

$$\overline{a} = \frac{a_1 + a_2 + a_3 + ... + a_n}{n}$$

olur ki, burada n – ölçmələrin sayıdır.

Fiziki kəmiyyətin təkrar ölçülməsindən alınan qiymətlər, onların orta ədədi qiyməti ilə müqayisə edilərsə:

$$\overline{a} - a_1 = \Delta a_1$$
$$\overline{a} - a_2 = \Delta a_2$$
$$\overline{a} - a_3 = \Delta a_3$$
.....
.....
.....
$$\overline{a} - a_n = \Delta a_n$$

ifadələri alınar, burada $\Delta a_1, \Delta a_2, \Delta a_3, ..., \Delta a_n$ - ölçmələrdə buraxılmış xətalardır. Bu xətalara hər bir ölçmənin ayrılıqdakı **mütləq xətası** deyilir.

$$\frac{|\Delta a_1| + |\Delta a_2| + |\Delta a_3| + ... + |\Delta a_n|}{n} = \Delta \overline{a}$$

ifadəsi isə ölçmələrin **orta mütləq xətası** adlanır. Ehtimal nəzəriyyəsi göstərir ki, bilavasitə ölçmələrin sayı çox böyük olan hallarda:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \pm \Delta a_i = 0$$

olur, yəni müsbət və mənfi işarəli xətaların cəbri cəmi sıfır verir. Bundan əlavə, ölçmələrin sayı çox böyük olanda, mütləq qiyməti böyük olan xətalara da az təsadüf olunur. Fiziki kəmiyyətin mütləq xətasını bilmək, bəzən ölçünün nə dəqiqliklə aparılmasını təyin etməyə imkan vermir. Məsələn: 3 metrlik borunun uzunluğunun 1 sm xəta ilə, diametri 0,2 sm olan telin diametrinin isə 0,1 mm xəta ilə ölçüldüyünü fərz edək. İlk baxışda bizə elə gəlir ki, telin diametri borunun uzunluğuna nisbətən daha dəqiq ölçülmüşdür. Həqiqətdə isə borunun uzunluğu telin diametrinə nisbətən daha dəqiq təyin edilmiş və ölçü zamanı daha az xəta buraxılmışdır, çünki diametrin ölçülməsində buraxılan 0,1 mm (0,01 sm) xəta diametrin $\frac{0,01}{0,2} \cdot 100\% = 5\%$-ni, borunun uzunluğunu ölçərkən buraxılan 1 sm (0,01m) xəta isə onun uzunluğunun $\frac{0,01}{3} \cdot 100\% = 0,3\%$-ni təşkil edir.

Bu səbəbdən təcrübənin nə dəqiqliklə aparılmasını xarakterizə etmək üçün nisbi xəta anlayışından istifadə edilir. Verilən fiziki kəmiyyəti ölçərkən alınan $a_1, a_2, ..., a_n$ qiymətlərinin nisbi xətaları:

$$\frac{\Delta a_1}{a_1}, \frac{\Delta a_2}{a_2}, \frac{\Delta a_3}{a_3}, ..., \frac{\Delta a_n}{a_n}.$$

Nəticədə alınan orta nisbi xəta isə

$$\varepsilon = \frac{\Delta \overline{a}}{\overline{a}}$$

olur. ε - nisbi xəta adlanır və çox vaxt faizlə qiymətləndirilir.

1 İMPULSUN SAXLANMASI QANUNUNUN YOXLANILMASI

İşin məqsədi: *Zərbə hadisələri ilə tanış olmaq və onların tabe olduğu qanunların doğruluğunu təcrübədə yoxlamaqdır.*

Ləvazimat: *Arabacıqlar, fırlanma hərəkəti sensoru, arabacıqların hərəkət etməsi üçün 2,2 m uzunluğunda dəmir rels, dayaqlar, qollu tərəzi, interfeys və «Data Studio » proqram təminatı.*

Saxlanma qanunları

Təbiətin əsas və ümumi qanunlarından olan saxlanma qanunları müasir fizikanın təməlini təşkil edir. Fizikada saxlanma qanunları bir neçədir: *kütlənin, enerjinin, impulsun, impuls momentinin, elektrik yükünün saxlanması qanunları və s.*

1. Enerjinin saxlanması qanunu. Materiyanın bütün hərəkət formalarının universal ölçüsü **enerji** adlanır. Materiyanın mexaniki, istilik, elektrik, kimyəvi və s. kimi müxtəlif hərəkət formalarına uyğun olaraq enerjinin mexaniki, daxili, elektrik, kimyəvi və s. kimi növləri vardır. Materiyanın bir hərəkət forması digərinə çevrilə bilər. Bu çevrilmələr **enerji** adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur.

Enerjinin saxlanması qanunu təbiətin ümumi qanunudur. Bu qanunda deyilir:

İzolə edilmiş sistemdə baş verən istənilən proseslər zamanı sistemin tam enerjisi dəyişmir, yəni sabit qalır. Bu zaman enerji bir növdən digərinə çevrilir.

Sistemin **tam enerjisi** dedikdə onun *mexaniki və daxili enerjilərinin* cəmi başa düşülür:

$$W_T = W_M + U$$

Daxili enerji cismi təşkil edən hissəciklərin (yəni atom və molekulların) hər cür hərəkətlərinin kinetik enerjiləri ilə bu hissəciklərin hər cür qarşılıqlı təsirinin potensial enerjilərinin cəminə deyilir və U hərfi işarə edilir: $U = W_k^{mol} + W_p^{mol}$

Mexanikada enerjinin iki növünü bir-birindən fərqləndirirlər: *cisimlərin sürətlərindən* asılı olan **kinetik enerji** (W_k) və *cisimlərin, yaxud cismin hissələrinin qarşılıqlı vəziyyətindən* asılı olan **potensial enerji** (W_p).

Kinetik enerji (W_k). *Cismin **kinetik enerjisi**, onun hərəkət enerjisi olub, cismin kütləsindən və hərəkət sürətindən* asılıdır. Sistemin kinetik enerjisi onun hərəkət halının funksiyasıdır.

Sabit υ sürəti ilə irəliləmə hərəkəti edən cismin kinetik enerjisi:

$$W_k = \frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{p^2}{2m} = \frac{p\upsilon}{2}$$

Sabit ω bucaq sürəti ilə fırlanan cismin kinetik enerjisi:

$$W_k = \frac{J\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2J} = \frac{L\omega}{2}$$

m – cismin kütləsi, J - ətalət momenti, L isə impuls momentidir.

Potensial enerji (W_p). *Cisimlərin, yaxud cismin hissələrinin qarşılıqlı vəziyyəti və onlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələrinin xarakteri ilə müəyyən olunan enerji* ***potensial enerji*** *adlanır.* Potensial enerjiyə qarşılıqlı təsir enerjisi də deyilir.

Ağırlıq qüvvəsi sahəsinin potensial enerjisi: $W_p = mgh$

Elastiki deformasiya etmiş cismin potensial enerjisi: $W_p = \frac{kx^2}{2} = \frac{F^2}{2k} = \frac{Fx}{2}$

Qravitasiya sahəsinin potensial enerjisi: $W_p = G\frac{m_1 \cdot m_2}{r}$

düsturu ilə təyin edilir.

Sistemin ***mexaniki enerjisi*** *(W_M),* bu sistemin təşkil edən cisimlərin hərəkətinin kinetik və qarşılıqlı təsirinin potensial enerjilərinin cəminə bərabərdir: $W_M = W_k + W_p$.

Mexanika qarşılıqlı təsirdə olan cisimlər arasında enerji mübadiləsini kəmiyyətcə xarakterizə etmək üçün **qüvvənin işi** anlayışından istifadə edilir. **İş**, *qüvvələrin təsiri altında sistemin, yaxud cismin enerjisinin dəyişməsi prosesidir.*

Sabit qüvvənin işi. *Düzxətli hərəkətdə, yolun s hissəsində sabit qüvvənin işi, qüvvənin yerdəyişmə istiqamətindəki proyeksiyası (F_s) ilə onun tətbiq nöqtəsinin yerdəyişməsi hasilinə bərabərdir:* $A = F_s \cdot s = F\cos\alpha \cdot s = \left(\vec{F} \cdot \vec{s}\right)$

Mexaniki iş skalyar kəmiyyətdir, müsbət də, mənfi də, hətta sıfır da ola bilər.

Dəyişən qüvvənin işi. Ümumi halda hərəkət zamanı cismə təsir edən qüvvə həm qiymətcə, həm də istiqamətcə dəyişə bilər. Bu halda bütün yolu elə kiçik $d\vec{s}$ yerdəyişmələrinə bölürük ki, bu yerdəyişmələrin hər birində qüvvəni sabit qəbul etmək mümkün olsun. Hər bir $d\vec{s}$ yerdəyişməsindəki ***elementar iş*** (dA) yuxarıdakı düstura əsasən $dA = \left(\vec{F}d\vec{s}\right) = F_s \cdot ds = Fds\cos\alpha$ kimi tapılır. Trayektoriyanın 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə qədər olan hissəsində **qüvvənin yekun işi**, ayrı-ayrı sonsuz kiçik yerdəyişmələrdəki işlərin cəbri cəminə bərabər olur. Bu cəmi $dA = F_s dS$ ifadəsini inteqrallamaqla tapırıq: $A_{1,2} = \int_1^2 dA = \int_1^2 F_s dS = \int_1^2 FdS\cos\alpha$. Sonuncu ifadə **işin inteqral ifadəsi** adlanır. Bu inteqralı hesablamaq üçün F_s-in s-dən asılılığını bilmək lazımdır.

Mexaniki güc. Mexanikada iş görülmə yeyinliyini xarakterizə etmək üçün güc adlanan kəmiyyətdən istifadə edilir. Vahid zamanda görülən işə güc deyilir: $N = \frac{dA}{dt}$

Başqa sözlə *güc, işin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir*.

Əgər $\vec{F}$ qüvvəsi dt müddətində $dA = \vec{F} \cdot d\vec{s}$ işini görərsə, onda

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{\vec{F} \cdot d\vec{S}}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v} = F \cdot v \cdot \cos\alpha$$

Yəni *güc, qüvvə vektoru ilə sürət vektorunun skalyar hasilinə bərabərdir.*

$$dA = N \cdot dt \Rightarrow A_{1,2} = \int_1^2 N dt$$

Konservativ və qeyri-konservativ qüvvələr. Potensiallı sahələr

Mexanikada qarşılaşdığımız bütün qüvvələri konservativ və qeyri-konservativ kimi iki qrupa ayırırlar.

Konservativ qüvvə. *Əgər qüvvənin işi trayektoriyanın formasından asılı olmayıb, ancaq cismin başlanğıc və son vəziyyəti ilə müəyyən olunursa, belə qüvvəyə konservativ qüvvə deyilir.*

Məsələn, ağırlıq qüvvəsi $(F = mg)$, elastiklik qüvvəsi $(F = -kx)$, bütün mərkəzi qüvvələr konservativ qüvvələrdir ($F = G\frac{m_1 m_2}{r^2}$ – qravitasiya, $F = k\frac{q_1 q_2}{r^2}$ – Kulon qüvvələri).

Ağırlıq qüvvəsinin iş düsturu: $A = mg(h_1 - h_2)$

Elastiklik qüvvəsinin iş düsturu: $A = \frac{k}{2}(x_1^2 - x_2^2)$

Qravitasiya qüvvəsinin iş düsturu: $A = Gm_1 m_2\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$

Kulon qüvvəsinin iş düsturu: $A = kq_1 q_2\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$

Elektrik qüvvəsinin iş düsturu: $A = qE(d_1 - d_2)$

Konservativ qüvvələrin qapalı yolda gördüyü iş ***sıfra*** *bərabərdir.*

Konservativ qüvvələr sahəsi **potensiallı** sahədir, yəni bütün konservativ qüvvələrin potensial enerjisi vardır.

Qeyri-konservativ qüvvə*. Əgər qüvvənin gördüyü iş trayektoriyanın formasından asılı olarsa, belə qüvvəyə qeyri-konservativ qüvvə deyilir.* Qeyri-konservativ qüvvənin qapalı yolda gördüyü iş sıfra bərabər deyil. Məsələn, sürtünmə qüvvəsi ($F_s = \mu F_n$) qeyri konservativ qüvvədir. Onun işi $A = -\mu F_n S$ yolun istənilən hissəsində mənfidir və trayektoriyanın formasından asılıdır. Qeyri-konservativ qüvvələr sahəsi potensiallı deyil.

İşin kinetik və potensial enerji ilə əlaqəsi

Qüvvənin işi, cismin kinetik enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir: $A = W_{k_2} - W_{k_1} = \Delta W_k$. Bu **kinetik enerji haqqında teorem** adlanır. Bu teorem, istənilən qüvvə üçün, həm konservativ həm də qeyri-konservativ qüvvə üçün doğrudur.

Qarşılıqlı təsir enerjisi olan potensial enerjiyə bütün qüvvələr sahəsi deyil, ancaq konservativ qüvvələrin təsir göstərdiyi sahələr malikdir. Bu sahələrdə *konservativ qüvvələrin işi, əks işarə ilə potensial enerjinin dəyişməsinə bərabərdir:* $A = W_{p_1} - W_{p_2} = -\Delta W_p$

Potensial sahələrdə *sahə tərəfindən cismə təsir edən qüvvə, əks işarə ilə sahənin həmin nöqtəsində potensial enerjinin qradiyentinə* bərabərdir: $\vec{F} = -\vec{\nabla} W = -grad W_p$. **Qradiyent,** vahid uzunluqda hər hansı kəmiyyətin dəyişməsini göstərir.

Mexaniki enerjinin saxlanması qanunu. Təbiətdə yuxarıda qeyd etdiyimiz enerjinin saxlanması qanununun xüsusi halı kimi **mexaniki enerjinin saxlanması** qanunu da mövcuddur.Bu qanun aşağıdakı kimi ifadə olunur: *daxilində konservativ qüvvələr təsir edən qapalı sistemdə tam mexaniki enerji, yəni sistemin kinetik və potensial enerjilərinin cəmi sabit kəmiyyətdir:*

$$W_M = W_k + W_p = const$$

Daxilində ancaq konservativ qüvvələr təsir edən *izolə edilmiş* (yəni ***qapalı***) mexaniki sistem ***qapalı konservativ sistem*** adlanır.

Əgər qapalı sistemin daxilində konservativ qüvvələrlə yanaşı qeyri-konservativ qüvvələr də (məsələn, sürtünmə qüvvəsi) olarsa, tam mexaniki enerji sabit qalmayıb, dəyişəcək, yəni mexaniki enerji saxlanmayacaq. Bu zaman tam mexaniki enerjinin dəyişməsi, qeyri-konservativ qüvvələrin işinə bərabər olacaqdır: $A_{q/kon} = W'_M - W_M$

Burada, W_M – qarşılıqlı təsirdən əvvəl sistemin tam mexaniki enerjisi, W'_M isə qarşılıqlı təsirdən sonra bu sistemin tam mexaniki enerjisidir.

Belə sistemə ***dissipativ sistem*** deyilir. Qeyri-konservativ qüvvələrin işi mənfi olduğundan dissipativ sistemdə tam mexaniki enerji azalır. Bu proses enerjinin dissipasiyası, yəni səpilməsi adlanır. Dissipativ sistemdə **mexaniki enerjinin saxlanması** qanunu **ödənmir**.

2. İmpulsun saxlanması qanunu. Hərəkətdəki cismi xarakterizə edən fiziki kəmiyyətlərdən biri də *impuls*dur . *Cismin impulsu onun kütləsinin sürətinə hasilinə deyilir*: $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$**.** Impuls vektoru sürət vektoru boyunca yönəlir.

<u>*Mexaniki sistemin impulsu*</u> dedikdə, bu sistemi təşkil edən cisimlərin impulslarının vektorial cəmi başa düşülür: $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \cdots + \vec{p}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i$.

Müxtəlif kütləli n sayda cisimdən ibarət mexaniki sistemin impulsunun dt müddətində dəyişməsi Nyutonun II qanununa görə $d\vec{p}_1 + d\vec{p}_2 + \ldots\ldots + d\vec{p}_n = d\left(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \ldots\ldots \vec{p}_n\right) = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i \cdot dt$

olar. Burada $\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i$ - mexaniki sistemə təsir edən xarici qüvvələrin həndəsi cəmini göstərir. Əgər sistem qapalı olsa, ona təsir edən xarici qüvvələrin cəmi sıfır olacaqdır: $\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i = 0$. Onda $d\left(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + ...\vec{p}_n\right) = 0$ olar. Bu isə o deməkdir ki, $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \cdots + \vec{p}_n = \sum_{i=1}^{n}\vec{p}_i = const$. Yəni *qapalı mexaniki sistemin cisimlərinin impulslarının* ***həndəsi*** *cəmi sabit kəmiyyətdir.* Bu qapalı mexaniki sistem üçün ***impulsun saxlanması qanunu*** adlanır. Deməli qapalı mexaniki sistem təşkil edən cisimlər qarşılıqlı təsirdə olduqda hər birinin impulsu dəyişə bilər. Amma bu zaman bütün sistemin tam impulsu zaman keçdikcə dəyişmir, sabit qalır.

Enerjinin və impulsun saxlanması qanununun kürələrin toqquşmasına tətbiqi

Cisimlərin ani, yəni çox qısa müddətli qarşılıqlı təsiri zamanı onların sürətlərinin dəyişməsi hadisəsinə **zərbə,** yaxud **toqquşma** deyilir. Toqquşma zamanı cisimlər deformasiyaya uğrayırlar. İki cür deformasiyanı fərqləndirirlər: **elastiki və qeyri- elastiki (plastiki).**

Elastiki toqquşma zamanı *tam mexaniki enerji* saxlanılır, onun başqa növ enerjilərə, məsələn, istilik enerjisinə çevrilməsi baş vermir. *Elastiki toqquşma zamanı həm* ***impulsun****, həm də* ***tam mexaniki*** *enerjinin saxlanması qanunları ödənir.*

Qeyri-elastiki toqquşma zamanı isə mexaniki enerjinin bir hissəsi daxili enerjiyə çevrilir.

Qeyri- elastiki toqquşma zamanı ***impulsun*** *saxlanması qanunu ödənsə də tam mexaniki enerjinin saxlanması qanunu ödənmir.* İndi kürələrin elastiki və qeyri-elastiki toqquşmalarına ayrılıqda baxaq.

Kütlələri m_1 və m_2 olan iki kürənin mərkəzi, elastiki toqquşması*.*

Toqquşmaya qədər və toqquşmadan sonra kürələrin mərkəzləri eyni bir düz xətt üzərində yerləşərsə, belə zərbəyə **mərkəzi toqquşma** deyilir. Kürələr həm qarşı-qarşıya, həm də biri digərinin ardınca hərəkət edərək toqquşa bilər.

Toqquşmadan əvvəl kürələrin sürətlərini uyğun olaraq υ_1və υ_2 ilə, toqquşmadan sonra isə u_1və u_2 ilə işarə edək. Tutaq ki, toqquşan kürələr, *daxilində konservativ qüvvələr təsir edən qapalı sistem* əmələ gətirirlər. Belə bir sistem üçün mexaniki enerjinin saxlanması qanunu

$$W_{k_1} + W_{k_2} + W_p = W'_{k_1} + W'_{k_2} + W'_p$$

şəklində yazılır. Burada W_{k_1} və W_{k_2} toqquşmanın başladığı *t* anında 1-ci və 2-ci kürənin kinetik enerjiləri, W_p isə bu anda kürələrin deformasiya enerjisidir: $(W_p = W_{p_1} + W_{p_2})$;

W'_{k_1} və W'_{k_2} isə toqquşmanın qurtardığı *t′* anında kürələrin kinetik enerjiləri, W'_p isə bu anda kürələrin deformasiya enerjisidir: $(W'_p = W'_{p_1} + W'_{p_2})$. Toqquşmanın başlanğıcında, *t* anında

kürələr hələ deformasiya etmədiyindən $W_{p_1} = W_{p_2} = W_p = 0$ olur. Mütləq elastiki deformasiyanın qurtardığı, yəni kürələrin öz formalarını tam bərpa etdiyi t' anında da $W'_{p_1} = W'_{p_2} = W'_p = 0$ olur.

Onda, bu iki an üçün tam mexaniki enerjinin saxlanması qanunu

$$\frac{m_1\upsilon_1^2}{2} + \frac{m_2\upsilon_2^2}{2} = \frac{m_1u_1^2}{2} + \frac{m_2u_2^2}{2} \tag{1}$$

şəklini alır. Bu qapalı sistem üçün impulsun saxlanması qanununu

$$m_1\overrightarrow{\upsilon_1} + m_2\overrightarrow{\upsilon_2} = m_1\overrightarrow{u_1} + m_2\overrightarrow{u_2}$$

şəklində yazılır.Bu tənlik vektor tənlikdir.İmpulsun saxlanması qanununu zərbə xətti üzrə proyeksiyalar üçün yazsaq, $m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2 = m_1u_1 + m_2u_2$ (2)

bərabərliyini alarıq. (1)və (2) tənliklərini birlikdə həll edərək u_1 və u_2 sürətlərini tapmaq üçün onları

$$\begin{cases} m_1(\upsilon_1^2 - u_1^2) = m_2(u_2^2 - \upsilon_2^2) \\ m_1(\upsilon_1 - u_1) = m_2(u_2 - \upsilon_2) \end{cases} \tag{3}$$

şəklində yazaq. Bu tənlikləri tərəf-tərəfə bölsək, $\upsilon_1 + u_1 = u_2 + \upsilon_2$ (4)

bərabərliyini alarıq. (4) tənliyindən u_1-i,yaxud u_2-ni təyin edərək impulsun saxlanması qanununda yazmaqla u_1 və u_2 sürətləri üçün

$$u_1 = \frac{(m_1 - m_2)\upsilon_1 + 2m_2\upsilon_2}{m_1 + m_2} \tag{5}$$

$$u_2 = \frac{(m_2 - m_1)\upsilon_2 + 2m_1\upsilon_1}{m_1 + m_2} \tag{6}$$

ifadələrini almaq olar. Bu ifadələr mərkəzi elastiki toqquşmaya məruz qalan kürələrin sürətlərini hesablamağa imkan verir.*Bir neçə xüsusi hala baxaq*:

A. Tutaq ki, sistemin tam impulsu sıfıra bərabərdir, yəni $m_1\overrightarrow{\upsilon_1} + m_2\overrightarrow{\upsilon_2} = m_1\overrightarrow{u_1} + m_2\overrightarrow{u_2} = 0$.

Bu hal toqquşan kürələrin sürətləri bir-birinin əksinə yönəldikdə reallaşa bilər. Bu halda (5) və (6) bərabərlikləri uyğun olaraq

$$u_1 = \frac{m_2(\upsilon_2 - \upsilon_1)}{m_1 + m_2} \quad \text{və} \quad u_2 = -\frac{m_1(\upsilon_2 - \upsilon_1)}{m_1 + m_2}$$

şəkillərini alır. Bu ifadələrdə $m_2\upsilon_2 = -m_1\upsilon_1$ və $m_2u_2 = -m_1u_1$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$u_1 = \frac{m_2\upsilon_2 - m_2\upsilon_1}{m_1 + m_2} = \frac{-m_1\upsilon_1 - m_2\upsilon_1}{m_1 + m_2} = -\upsilon_1$$

$$u_2 = -\frac{m_1\upsilon_2 - m_1\upsilon_1}{m_1 + m_2} = -\frac{m_1\upsilon_2 + m_2\upsilon_2}{m_1 + m_2} = -\upsilon_2$$

olur. Deməli, bu halda toqquşma zamanı kürələrin sürət və impulsları ancaq işarələrini dəyişir. Qarşı-qarşıya hərəkət edən kürələr, toqquşmadan sonra həmin sürətlə əks istiqamətlərdə hərəkət edirlər.

B. Tutaq ki, toqquşmadan əvvəl kürələrdən biri, məsələn, ikinci kürə sükunətdədir, yəni $\upsilon_2 = 0$

Onda (5) və (6) bərabərlikləri uyğun olaraq

$$u_1 = \frac{(m_1 - m_2)\upsilon_1}{m_1 + m_2} \quad \text{və} \quad u_2 = \frac{2m_1\upsilon_1}{m_1 + m_2}$$

şəkillərini alır. Zərbədən sonra 2-ci kürə 1-ci kürənin hərəkət etdiyi istiqamətdə hərəkət edəcək və onun aldığı sürət toqquşan kütlələrin kütlələri nisbətindən asılı olacaqdır. Əgər $m_1 = m_2$ olarsa, $u_1 = 0$ və $u_2 = \upsilon_1$ olar, yəni toqquşmadan sonra 1-ci kürə dayanacaq, 2-ci kürə isə toqquşmadan əvvəl 1-ci kürənin malik olduğu sürətə bərabər sürətlə hərəkət edəcəkdir, yəni bu zaman 1-ci kürə sürətini 2-ci kürəyə verir. Deməli, kütlələri eyni kürələr toqquşma zamanı sürətlərini dəyişir.

Kütlələri m_1 və m_2 olan iki kürənin mərkəzi, qeyri-elastiki toqquşması.

Qeyri-elastiki toqquşma zamanı tam mexaniki enerjinin saxlanması qanunu pozulur. Tam mexaniki enerjinin bir hissəsi digər növ enerjiyə, məsələn, daxili enerjiyə çevrilir. *İki kürədən ibarət qapalı sistemdə kürələrin qeyri-elastiki toqquşması zamanı tam mexaniki enerjinin dəyişməsi qeyri-konservativ qüvvələrin işinə bərabər olur:*

$$A = W'_M - W_M .$$

Burada, W_M – toqquşmadan əvvəl sistemin tam mexaniki enerjisi, W'_M isə toqquşmadan sonra bu sistemin tam mexaniki enerjisidir. **Mütləq qeyri-elastiki toqquşma** zamanı kürələr birləşərək zərbədən sonra eyni sürətlə hərəkət edirlər.Toqquşmadan əvvəl kürələrin sürətlərini uyğun olaraq υ_1və υ_2 ilə, qeyri-elastiki toqquşmadan sonra isə u ilə işarə edək. Toqquşmadan əvvəl sistemin tam mexaniki enerjisi $W_M = \frac{m_1\upsilon_1^2}{2} + \frac{m_2\upsilon_2^2}{2}$, toqquşmadan sonra isə $W'_M = \frac{(m_1 + m_2)u^2}{2}$ oldu-ğundan $A = \frac{(m_1 + m_2)u^2}{2} - \left(\frac{m_1\upsilon_1^2}{2} + \frac{m_2\upsilon_2^2}{2}\right)$ olar.

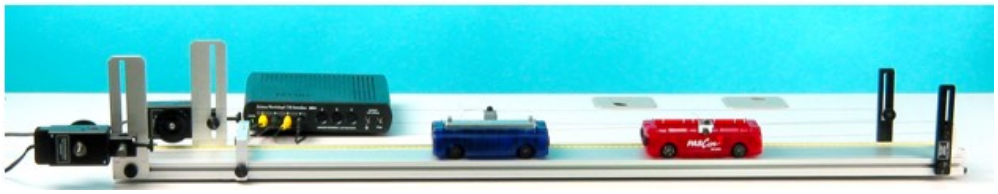
Bu qapalı sistem üçün impulsun saxlanması qanunu $m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2 = (m_1 + m_2)u$ şəklində yazılır. Burada, u – toqquşmadan sonra kürələrin birgə sürətidir: $u = \frac{m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2}{m_1 + m_2}$ u-nun bu qiymətini A-nın ifadəsində yerinə yazsaq: $A = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)}(\upsilon_1 - \upsilon_2)^2$ olacaqdır.

Beləliklə, *tam qeyri-elastiki toqquşma zamanı daxili qeyri-konservativ qüvvələrin işi, daha doğrusu tam mexaniki enerjinin istilik enerjisinə çevrilən hissəsi kürələrin nisbi sürətinin kvadratından asılı olur.*

İmpulsun saxlanması qanununun yoxlanılması

İmpulsun saxlanması qanununun yoxlanılması üçün istifadə olunan qurğunun ümumi görünüşü şəkildə təsvir edilmişdir (Şəkil 1.).

Elastiki toqquşma şəraiti almaq üçün maqnit yastıqlardan, qeyri-elastiki toqquşma almaq üçün isə asanlıqla bir-birinə yapışan materialdan istifadə edilir.



Şəkil.1. **İmpulsun saxlanması qanununun yoxlanılması üçün istifadə olunan qurğu.**

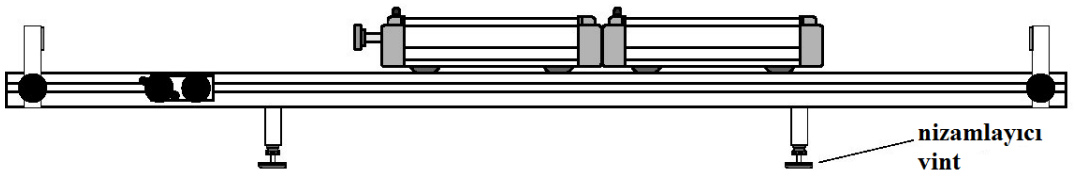
Arabacıqlar rels üzərində yerləşdirildikdən sonra ipin bir ucu arabanın kronşteynинə bağlanılır. Sonra ip dayaq üzərindəki şkivdən aşırılaraq fırlanma hərəkəti sensorunun nisbətən böyük radiuslu şkivlərinə bərkidilir.

Fırlanma hərəkəti sensoru arabacıqların hərəkət sürətinin qeydə alınmasına imkan verir. Bu arabacıqların hərəkət sürətlərinə fasiləsiz nəzarət etməyə şərait yaradır. Alınmış nəticələrə əsasən toqquşmadan əvvəl və sonra arabacıqların kinetik enerjiləri hesablana bilir.

Təcrübi qurğunun yığılması və onun işçi vəziyyətinə gətirilməsi

Relsin altına bağlanmış vintlərin köməyi ilə onun üfüqi vəziyyəti elə nizamlanmalı ki, relsin üzərinə qoyulmuş aracıqbalar özbaşına hərəkət etməsin.

1. Təcrübədə istifadə olunan qurğunun sxemi aşağıdakı şəkildə göstərilmişdir.

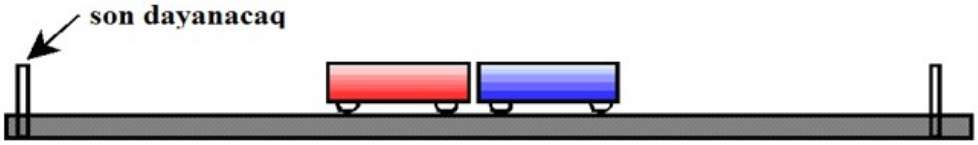


Arabacıqları fərqləndirmək üçün onların birini qırmızı, digərini göy rəngdə seçirlər. Arabacıqların hər biri kronşteyn xəttinə bağlanır. Fırlanma hərəkəti sensorundakı böyük radiuslu şkivə keçirilmiş ip, relsin əks ucundakı kiçik radiuslu şkivdən keçirilməklə arabacığa bağlanır, bu da arabacığın rels üzrə düz xətli hərəkətini təmin edir. İp həddindən artıq gərilmiş vəziyyətdə olmamalıdır. Fırlanma hərəkəti sensoru şkiv vasitəsilə arabacığın hərəkət istiqamətini dəyişə bilir.

2. Kompüterdə “Date Studio” da «İmpuls» faylı açılır.
3. Qırmızı arabacığın bağlandığı fırlanma hərəkəti sensorunun çıxış naqilləri, interfeysin 3 və 4 kanallarına qoşulur. Sarı və qara rəngli məftillərin yerini dəyişməklə arabacığın sürətinin istiqamətini dəyişmək olar.

İşin gedişi:

Tapşırıq 1. ***Eyni kütləli arabaların toqquşması zamanı impulsun saxlanması qanununun yoxlanılması.(şəkil.2)***

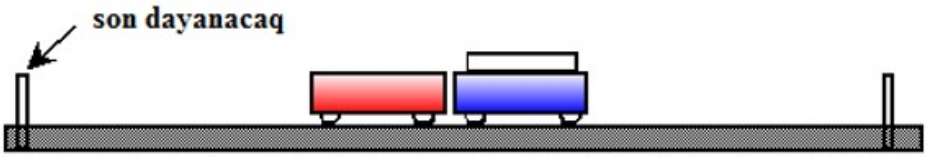


Şəkil 2. **Eyni kütləli arabaların toqquşması.**

1. Arabacıqların kütlələri qollu tərəzidə təyin edilib, kronşteyn vasitəsilə ipə bağlanır və rels üzərində yerləşdirilir. Qarşılıqlı təsirdə olan arabacıqların bir-biri ilə əlaqəli olmaları üçün onlar rels üzərində eyni düz xətt boyunca hərəkət etməlidir.
2. Fırlanma hərəkəti sensorunun oxunu əl ilə fırlatmaqla arabacıqlar hərəkətə gətirilir və kompüterdə «Start» düyməsi basılır. Toqquşma baş verdikdən sonra kompüterdə «Stop» düyməsi basılır.
3. Monitorda arabacıqlarınların sürətlərinin zamandan asılılıq qrafikləri alınır və qrafiklərə əsasən toqquşma anında onların sürətlərinin qiymətləri tapılır. Qrafiki böyütməklə maraqlandığımız sürətin qiymətini dəqiqləşdirmək olar.
4. Toqquşmadan sonra arabacıqların impulsları müqayisə edilir. Nəzəri olaraq onların impulsları qiymətcə bərabər, işarəcə əks olmalıdır. Təcrübi qiymətlərə istinad edərək, bu impulsların bir-birindən neçə faiz fərqləndiyini müəyyən etmək lazımdır.

Tapşırıq 2. ***Müxtəlif kütləli arabaların toqquşması zamanı impulsun saxlanması qanununun yoxlanılması. (Şəkil. 3)***

Qollu tərəzidən istifadə etməklə müxtəlif yüklərin kütlələri tapılır və ardıcıl olaraq göy rəngli arabacıq üzərinə qoyulur.



Şəkil 3. **Müxtəlif kütləli arabaların toqquşması.**

Tapşırıq 1-də sadalanan bütün işlər, bu tapşırıq üçün də təkrar edilir.

Kütlələri müxtəlif olan qırmızı və göy arabacıqların toqquşmasından sonra hər bir arabacığın kinetik enerjisi hesablanır.

Tapşırıq 3. ***Eyni kütləli arabacıqların qeyri-elastiki toqquşması zamanı impulsun saxlanması qanununun yoxlanılması.***

1. Eyni kütləli qırmızı və göy arabacıqların qeyri-elastiki toqquşmasını təmin etməli;

2. Arabacıqların sürətlərinin zamandan asılılığına əsasən toqquşmadan əvvəl onların impulslarının vektoru cəmini tapmalı.

a) b)

3. Arabacıqların sürətlərinin zamandan asılılıqları müəyyən edildikdə aşağıdakı 4 halı nəzərdən keçirmək lazımdır:

- arabacıqların biri υ sürəti ilə hərəkət edərək sükunətdə olan eyni kütləli digər arabacıq ilə toqquşur (a);
- υ_1 sürətilə hərəkət edən arabacıq eyni kütləli həmin istiqamətdə υ_2 sürəti ilə hərəkət edən ikinci arabacığa çataraq onunla toqquşur (b);
- eyni kütləli, eyni sürətli arabacıqlar qarşı-qarşıya hərəkət edərək toqquşur;
- eyni kütləli, müxtəlif sürətli arabacıqlar qarşı-qarşıya hərəkət edərək toqquşur.
- yuxarıdakı prosesləri müxtəlif kütləli arabacıqların toqquşmasına da tətbiq etmək olar.

4. Hər bir qeyri-elastiki toqquşma üçün impulsun saxlanma qanunu yoxlanılır və arabaların kinetik enerjiləri hesablanır.

5. Təcrübənin xətası hesablanır.

2 DİSKİN VƏ HƏLQƏNİN ƏTALƏT MOMENTİNİN TƏYİNİ

***İşin məqsədi**: Fırlanma hərəkətinin dinamikasını öyrənmək, disk və həlqənin ətalət momentini təcrübi ölçərək, onları nəzəri hesablanmış qiymətlərlə müqayisə etməkdən ibarətdir.*

***Ləvazimat**: 90 sm uzunluğunda poladdan hazırlanmış dayaq çubuğu, fırlanma hərəkəti sensoru, müxtəlif kütləli yüklər, qollu tərəzi, ştangenpərgar və ya mikrometr, interfeys, «Date Studio» proqram təminatı.*

Fırlanma hərəkətinin kinematika və dinamikası

Mexaniki hərəkətin növlərindən biri olan **fırlanma hərəkəti** zamanı cismin bütün nöqtələri mərkəzləri, «*fırlanma oxu*» adlanan ox üzərində yerləşən və bu oxa perpendikulyar müstəvilərdə çevrələr boyunca hərəkət edirlər. Əgər baxılan hesablama sistemində fırlanma oxu hərəkətsiz olarsa, fırlanan cisim «oxu bərkidilmiş cisim» adlanır. Fırlanan cismin hərəkəti həm xətti kəmiyyətlərlə (s - qövsün uzunluğu, υ - xətti sürət, a - xətti təcil), həm də bucaq kəmiyyətləri ilə (φ - dönmə bucağı, $\vec{\omega}$ - bucaq sürəti, $\vec{\varepsilon}$ - bucaq təcili) təsvir oluna bilər.

Fırlanma hərəkəti zamanı cismin müxtəlif nöqtələrinin getdiyi yollar, etdiyi yerdəyişmələr, habelə sürətlər və təcillər müxtəlif olur. Fırlanma hərəkəti zamanı bütün nöqtələri üçün eyni olan bucaq kəmiyyətləridir.

Dönmə bucağı (φ), *fırlanan cismin hər hansı nöqtəsinin cızdığı qövsün uzunluğunun bu qövsə uyğun radiusa olan nisbətinə* deyilir: $\varphi = \frac{s}{r} \Rightarrow s = \varphi \cdot r$.

Bucaq sürəti (ω), *dönmə bucağının zamana görə birinci tərtib törəməsinə bər*abərdir: $\omega = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}$

Bucaq sürəti vektoru fırlanma oxu boyunca yönəlir. Onun istiqaməti **sağ burğu** qaydası ilə təyin edilir: *burğunun dəstəyinin hərəkət istiqaməti bərk cismin fırlanma istiqaməti ilə üst-üstə düşdükdə burğunun irəliləmə istiqaməti $\vec{\omega}$ vektorunun istiqamətini göstərir.*

Bucaq təcili (ε). *Bucaq təcili, bucaq sürətinin zamana görə birinci tərtib, yaxud dönmə bucağının zamana görə ikinci tərtib törəməsinə bərabərdir:*

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2}$$

Bərabəryeyinləşən fırlanma hərəkətində $\vec{\omega} \uparrow\uparrow \vec{\varepsilon}$ və

$$\omega = \omega_0 + \varepsilon t$$

$$\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$$

olur. Bərabəryavaşıyan fırlanma hərəkətində $\vec{\omega} \downarrow\uparrow \vec{\varepsilon}$,

$$\omega = \omega_0 - \varepsilon t$$

$$\varphi = \omega_0 t - \frac{\varepsilon t^2}{2}$$ olur.

Fırlanma periodu (T), *cismin bir tam dövr üçün sərf etdiyi müddətə*:

$$T = \frac{t}{N}$$

Fırlanma tezliyi (ν) isə *vahid zamandakı dövrlər sayına* deyilir:

$$\nu = \frac{N}{t}$$

Bucaq sürətilə period və tezlik arasında əlaqə $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ kimidir.

Fırlanma hərəkətində ***xətti sürət*** $v = \omega r = \frac{2\pi}{T} r = 2\pi\nu r$ kimi tapılır.

- Xətti sürətin modulunun dəyişmə yeyinliyi ***tangensial təcillə*** xarakterizə olunur və

$$a_\tau = \frac{d\upsilon}{dt} = \frac{d(\omega \cdot r)}{dt} = \varepsilon \cdot r$$ kimi hesanır.

- Xətti sürətin istiqamətinin dəyişmə yeyinliyi isə **normal təcil**, yaxud **mərkəzəqaçma təcili** ilə xatakterizə olunur və $a_n = \frac{\upsilon^2}{r} = \omega^2 r$ düsturu ilə hesablanır.

Tangensial təcil çevrəyə toxunan, normal təcil isə radius boyunca çevrənin mərkəzinə doğru yönəlir.

- Fırlanma hərəkətində **tam təcil,** tangensial və normal təcillərin həndəsi cəminə bərabərdir:

$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau$

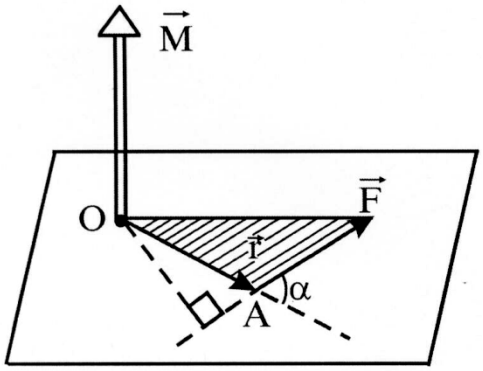
Tam təcilin modulu: $a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\varepsilon^2 r^2 + \omega^4 \cdot r^2} = r \cdot \sqrt{\varepsilon^2 + \omega^4}$ kimi hesablanır.

➢ Hər qüvvə cisimdə fırlanma hərəkəti yarada bilmir. *Təsir xətti fırlanma oxundan keçməyən, yaxud fırlanma oxuna paralel olmayan xarici qüvvə cisimdə fırlanma hərəkəti yarada bilir*. Xarici qüvvənin fırladıcı təsiri *qüvvə momenti* adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur.

Qüvvə momenti (M)*.Tərpənməz O nöqtəsinə nəzərən qüvvə momenti, bu nöqtədən qüvvənin tətbiq nöqtəsinə çəkilmiş $\vec{r}$ radius vektoru ilə qüvvənin vektorial hasilinə bərabərdir:*

$$\overrightarrow{M} = \left[\vec{r}, \vec{F}\right]$$

$\overrightarrow{M}$ vektorunun istiqaməti **sağ burğu qaydası** ilə tapılır: *sağ burğunun dəstəyi bərk cismin hərəkəti istiqamətində fırlandıqda, burğunun irəliləmə istiqaməti* $\overrightarrow{M}$ *vektorunun istiqamətini göstərir.*



Qüvvə momentinin modulu: $M = Fr \cdot \sin\alpha = Fd$ düsturu ilə tapılır. $r \cdot \sin\alpha = d$ – qüvvənin qolu adlanır. ***Qüvvənin qolu*** *– fırlanma mərkəzindən qüvvənin təsir xəttinə çəkilmiş perpendikulyarın uzunluğuna bərabərdir.* Deməli, *qüvvə momentinin modulu qüvvənin qola hasilinə* bərabərdir.

Cismin **ətaləti** onun başlıca xüsusiyyətlərindən biridir. İrəliləmə hərəkətində cismin ətalət ölçüsü *kütlə* olduğu kimi, fırlanma hərəkətində cismin ətalət ölçüsü *ətalət momentidir.*

Ətalət momenti (J), skalyar kəmiyyət olub, *cismin forma və ölçülərindən, onun kütləsindən, cisimdə kütlənin paylanmasından və fırlanma oxunun seçilməsindən asılıdır.*

Maddi nöqtənin ətalət momenti, onun kütləsi ilə fırlandığı çevrənin radiusunun kvadratı hasilinə bərabərdir: $J = mr^2$

Bərk cismin ətalət momenti, onu təşkil edən maddi nöqtələrin fırlanma oxuna nəzərən ətalət momentlərinin cəminə bərabərdir: $J_{cis} = \sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2$. Kütlə cismin həcmi boyunca bərabər ρ sıxlığı ilə paylanarsa bu cəmi inteqralla əvəz etmək olar.

$$J_{cis} = \int_V r^2 \cdot dm = \int_V \rho r^2 dV$$

ρ – maddənin sıxlığı, V isə cismin həcmidir.

Cisim sadə həndəsi formaya malik olduqda onun ətalət moment hesablamaq asan olur.

Kütlə mərkəzindən keçən oxa nəzərən:

- *Nazik divarlı üzüyün*, yaxud *həlqənin* ətalət momenti $J_c = mR^2$
- *Bütöv silindr*, yaxud *diskin* ətalət momenti $J_c = \frac{1}{2}mR^2$
- *Kürənin* ətalət momenti $J_c = \frac{2}{5}mR^2$

- *Nazik çubuğun* ortasından keçən oxa nəzərən ətalət momenti $J_c = \frac{1}{12} ml^2$
- *Borunun* ətalət momenti $J_c = \frac{1}{2} m\left(R_1^2 + R_2^2\right)$

düsturları ilə hesablanır.

Cismin **istənilən oxa nəzərən** ətalət momenti

$$J = J_c + md^2$$

düsturu ilə tapılır. Bu ***Şteyner teoremi*** adlanır. Burada *d*- baxılan oxla kütlə mərkəzindən keçən ox arasındakı məsafə, m-cismin kütləsidir.

Fırlanan bərk cismin hərəkət tənliyi

Tərpənməz ox ətrafında fırlanan bərk cismə baxaq. Onu, kütlələri $\Delta m_1, \Delta m_2, ..., \Delta m_n$ olmaqla n sayda maddi nöqtəyə ayıraq. Bu maddi nöqtələrin fırlanma oxundan məsafələri uyğun olaraq $r_1, r_2, ..., r_n$ olsun. Bilirik ki, fırlanan bərk cismin bütün nöqtələrinin ω-bucaq sürətləri və ε-bucaq təcilləri eyni olur. Bərk cisim fırlandıqda kütləsi Δm_i olan i-ci maddi nöqtə F_τ - tangensial qüvvənin təsiri ilə $a_\tau = \varepsilon r_i$ təcilini alır və r_i radiuslu çevrə boyunca fırlanır. Nyutonun II qanununa görə $F_{\tau i} = \Delta m_i \cdot a_{\tau i} = \Delta m_i \cdot r_i \cdot \varepsilon$. Bu bərabərliyin hər iki tərəfini r_i-yə vuraq: $F_{\tau i} \cdot r_i = \Delta m_i \cdot r_i^2 \cdot \varepsilon$

Bu bərabərlikdə $F_{\tau i} \cdot r_i = M_i$, *i*-ci maddi nöqtəyə təsir edən qüvvə momentidir. Sonuncu ifadəni vektor şəkildə $\vec{M}_i = \Delta m_i \cdot r_i^2 \cdot \vec{\varepsilon}$ kimi yazmaq olar. $\vec{M}_i$ vektorunu bütün maddi nöqtələr üçün cəmləsək:

$$\sum_{i=1}^{n} \vec{M}_i = \vec{\varepsilon} \cdot \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2$$

olar. Burada, $\vec{M} = \sum_{i=1}^{n} \vec{M}_i$ -bərk cismə təsir edən **yekun qüvvə momenti**, $J = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2$ -isə fırlanan **cismin ətalət momentidir**. Onda $\vec{M} = J \cdot \vec{\varepsilon}$ olur.

$\vec{M} = J \cdot \vec{\varepsilon}$ tənliyi fırlanma hərəkəti dinamikasının **əsas tənliyi**, yaxud **fırlanma hərəkəti üçün Nyutonun II qanunu** adlanır.

Cismin impuls momenti. Fırlanan cismi xarakterizə edən kəmiyyətlərdən biri də impuls momentidir. Fırlanan cismin ətalət momentinin onun bucaq sürətinə hasilinə **impuls momenti (L)** deyilir: $\vec{L} = J \cdot \vec{\omega}$

$\vec{L}$ impuls momenti vektoru $\vec{\omega}$ bucaq sürəti vektoru boyunca yönəlir.

r radiuslu çevrə boyunca ω bucaq sürətilə fırlanan m kütləli maddi nöqtənin impuls momenti

$$L = J \cdot \omega = mr^2 \cdot \frac{v}{r} = mv \cdot r = p \cdot r$$

Fırlanma hərəkəti dinamikasının $\vec{M} = J \cdot \vec{\varepsilon}$ əsas tənliyində $\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\vec{M} = J\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d(J\vec{\omega})}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt} \Rightarrow \vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}$$

$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}$ *– cismə təsir edən* ***yekun qüvvə momenti****, fırlanan cismin impuls momentinin vahid zamanda dəyişməsinə, yaxud impuls momentinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir. Bu tənlik də fırlanma hərəkəti dinamikasının* ***əsas tənliyi*** *adlanır.*

Əgər cismə təsir edən xarici qüvvələrin yekun momenti sıfır ($\vec{M} = 0$), yəni sistem qapalı olarsa, $\frac{d\vec{L}}{dt} = 0$ və buradan isə $\vec{L} = J\vec{\omega} = const$ olar. Bu impuls momentinin saxlanması qanunu adlanır: ***Qapalı sistemdə, yəni xarici qüvvələrin yekun momenti sıfır olduqda, sistemin impuls momenti zaman keçdikcə dəyişmir, yəni saxlanılır.*** Belə sistemdə ətalət momenti neçə dəfə artırsa, bucaq sürəti o qədər dəfə azalır və nəticədə $J_1\omega_1 = J_2\omega_2$ olur.

Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi

Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi onu təşkil edən ayrı-ayrı elementar kütlələrin kinetik enerjilərinin cəmindən ibarətdir. *Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi onun ətalət momentindən və bucaq sürətinin kvadratından asılıdır*. Fırlanan bərk cisim üçün $J\omega = L$ olduğundan W_k-nı

$$W_k = \frac{J\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2J} = \frac{L\omega}{2}$$

kimi də yazmaq olar. Əgər bərk cisim diyirlənərsə, onda o həm irəliləmə, həm də fırlanma hərəkətində iştirak etdiyindən onun kinetik enerjisi

$$W_k = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{J_c\omega^2}{2}$$

olacaqdır. Burada, v_c – kütlə mərkəzinin sürəti, J_c – bərk cismin kütlə mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momenti, ω – həmin oxa nəzərən bərk cismin bucaq sürətidir.

Fırlanma hərəkəti zamanı görülən iş

Fırlanma hərəkəti zamanı görülən elementar iş, cismə təsir edən qüvvənin fırlanma oxuna nəzərən momenti ilə dönmə bucağının hasilinə bərabərdir: $dA = M \cdot d\varphi$

Sonlu işi tapmaq üçün bu ifadəni inteqrallamaq lazımdır: $A = \int_1^2 dA = \int_1^2 Md\varphi$

Disk və həlqənin ətalət momentinin təyini

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi **diskin** kütlə mərkəzindən keçən, onun doğuranına paralel tərpənməz oxa nəzərən ətalət momenti nəzəri olaraq

$$J = \frac{1}{2}mR^2$$

düsturu ilə hesablana bilər. Burada, m – diskin kütləsi, R isə radiusudur. **Həlqə** üçün bu düstur

$$J = \frac{1}{2}m(R^2 + r^2)$$

kimidir. Burada m – həlqənin kütləsi, R- həlqənin xarici, r isə daxili radiusudur.

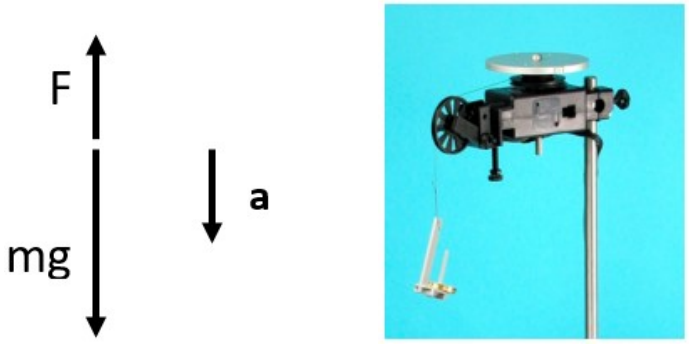
Bir daha qeyd edək ki, disk və həlqənin ətalət momentlərini bu düsturlar vasitəsilə **nəzəri** hesablamaq mümkündür.

Disk və həlqənin ətalət momentlərini **təcrübi olaraq** *fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi* olan $M = J\varepsilon$ qanunundan istifadə etməklə tapmaq olar.

$$J = \frac{M}{\varepsilon}$$

Burada, M – qüvvə momenti, ε - fırlanan cismin bucaq təcilidir.

Qüvvə momentini tapmaq üçün fırlanma hərəkəti sensorunun üfüqi müstəvidə fırlanan şkivinə bağlanmış və digər ucundan yük asılmış ipi şkivə bir neçə dəfə dolayaraq buraxmaq lazımdır (şəkil 1).



Şəkil 1. Qüvvə momentini tapmaq üçün fırlanma hərəkəti sensoru.

Bu zaman ipin F gərilmə qüvvəsinin momenti $M = Fr$ düsturu ilə hesablana bilər. Yük düşərkən sürtünmə olmadıqda ipin gərilmə qüvvəsi Nyutonun II qanununa görə

$$F = m(g - a)$$

olacaqdır (şəkil 2 b). Burada, m – ipə bağlanan yükün kütləsi, g – sərbəstdüşmə təcili, a – isə şkivin **tangensial** təclidir. Şkivin tangensial təcili $a = \varepsilon \cdot r$ düsturu ilə hesablanır.

Burada, ε - bucaq təcili, r – isə şkivin radiusudur. Onda $M = Fr = m(g - a)r = m(g - \varepsilon r)r$ olar.

M-in bu qiymətini $J = \frac{M}{\varepsilon}$ düsturunda nəzərə alsaq, fırlanan cismin ətalət momenti

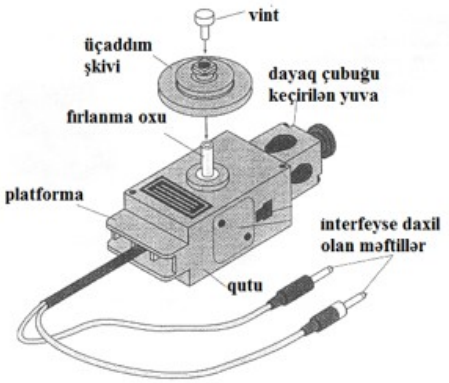
$$J = \frac{M}{\varepsilon} = \frac{m(g - \varepsilon \cdot r) \cdot r}{\varepsilon}$$

olar. Bu düsturunun köməyi ilə diskin, yaxud həlqənin ətalət momentini təcrübi hesablaya bilərik.

İşin gedişi:

İnterfeys ilə işə başlamaq üçün tələb olunan hazırlıqlar

1. Fırlanma hərəkəti sensoru və onun hissələri 2-ci şəkildə göstərilmişdir. Sensor üfüqi vəziyyətdə şaquli dayağa bərkidilir.Təcrübə aparılarkən disk, yaxud həlqə sensorun üzərinə qoyulur. Ucundan yük asılmış ip şaquli müstəvidə fırlanan blokdan aşırılaraq sensorun şkivinə bərkidilir. İpi sensorun şkivinə elə dolamaq lazımdır ki, yük buraxıldıqda şkiv bir neçə dəfə fırlana bilsin.



Şəkil 2. Fırlanma hərəkəti sensoru və onun hissələri

2. Fırlanma hərəkəti sensorunun sarı və qara rəngli məftilləri interfeysin 1-ci və 2-ci kanallarına daxil edilir. Qeyd edək ki, bu məftillərin yerlərini dəyişməklə şkivin fırlanma hərəkətinin istiqamətini dəyişmək olar.

3. Kompüterdə « Date Studio»da «Ətalət momenti» faylını açmalı

Tapşırıq 1. ***Fırlanma hərəkəti sensorunun şkivinin, diskin və həlqənin ətalət momentlərinin nəzəri yolla hesablanması.***

1. Qollu tərəzidən istifadə etməklə fırlanma hərəkəti sensorunun skivinin, diskin və həlqənin kütlələrini təyin etməli.

2. Stangenpərgarın köməyi ilə skifin, diskin və həlqənin diametrlərini ölçərək, onların müvafiq radiuslarını hesablamalı.

3. $J = \frac{1}{2}mR^2$ və $J = \frac{1}{2}m(R^2 + r^2)$ düsturlarından istifadə edərək diskin və həlqənin ətalət momentlərinin nəzəri qiymətlərini hesablamalı.

Tapşırıq 2. ***Diskin və həlqənin tangensial təcilinin tapılması.***

Təcrübə aparılarkən disk və həlqə fırlanma hərəkəti sensorunun oxuna geydirilərək şkivin üzərinə qoyulur və sistem hərəkətə gətirilir. Hər bir hal üçün interfeys vasitəsilə ω bucaq sürətinin zamandan asılılığı $(\omega(t))$ kompüterin ekranında qeyd olunur. Bucaq sürətinin

zamandan asılılığı düz xətt verir. Bu düz xəttin meyl bucağının tangensi isə fırlanma hərəkətinin bucaq təcilinə (ε) bərabər olur.

a. Disk və həlqəni qurğudan götürərək fırlanma hərəkəti sensorunun şkivinə bərkidilmiş ipə 5 q kütləli yük bağlanmaqla sistem hərəkətə gətirilir. Kompüterin ekranında $\omega(t)$ asılılığı qeyd olunur. Alınmış düz xəttin meyl bucağının tangensinə əsasən ε bucaq təcili müəyyən edilir və $a = \varepsilon \cdot r$ düsturu vasitəsilə tangensial təcil hesablanır.

b. Ətalət momenti təyin ediləcək diski fırlanma hərəkəti sensorunun üzərinə yerləşdirib, ipdən 20 q kütləli yük asılaraq sistem hərəkətə gətirilir (şəkil 2). Yenə $\omega(t)$ asılılığına əsasən əvvəl ε təyin edilir, sonra isə $a = \varepsilon \cdot r_{disk}$ düsturu vasitəsilə diskin tangensial təcili hesablanır.

c. Həlqəni diskin üzərinə yerləşdirib, disk üçün aparılmış təcrübəni təkrar etməklə həlqənin tangensial təcilini tapmaq olar (şəkil 3).

Şəkil 3. Ətalət momentinin hesablamaq üçün istifadə olunun təcrübi qurğunun təsviri.

Tapşırıq 3. ***Fırlanma hərəkəti sensorunun şkivinin, diskin və həlqənin ətalət momentlərinin təcrübi yolla hesablanması***

1. Fırlanma hərəkəti sensorunun şkivinin, diskin və həlqənin ətalət momentlərinin təcrübi qiymətlərini ayrı-ayrılıqda hesablayın.

2. Fırlanma hərəkəti sensorunun şkivinin disklə birlikdə ətalət momentindən, sensorun şkivinin ətalət momentini çıxmaqla diskin ətalət momentinin təcrübi qiymətini tapın.

3. Fırlanma hərəkəti sensorunun şkivinin disk və həlqə ilə birlikdə ətalət moimentindən şkivin disklə birlikdə ətalət momentini çıxmaqla həlqənin ətalət momentinin qiymətini tapın.

4. Disk və həlqənin ətalət momentinin $J = \frac{1}{2} mR^2$ və $J = \frac{1}{2} m(R^2 + r^2)$ düsturlarına əsasən hesablanmış nəzəri qiymətləri ilə təcrübi qiymətləri arasındakı kənara çıxmaları

$$N\% = \left| \frac{J_t - J_n}{J_n} \right| \cdot 100\%$$

ifadəsinə əsasən hesablayın.

3 QAZIN MOLYAR İSTİLİK TUTUMLARI NİSBƏTİNİN TƏYİNİ

İşin məqsədi: *Qazlarda termodinamiki proseslərin öyrənilməsi, hava üçün adiabatik prosesin tədqiqi və adiabatik əmsalın təyinidir.*

Ləvazimat: *istilik maşını, 45sm uzunluğunda polad çubuq, təzyiq sensoru, interfeys, kompüter və kompüterdə «Date Studio» proqram təminatı*

Termodinamik sistem. Öz aralarında və xarici mühitlə qarşılıqlı təsirdə olan, bir-birilə enerji mübadiləsi edə bilən makroskopik cisimlər toplusuna termodinamik sistem deyilir. Xarici mühitlə maddə və enerji mübadiləsində olmayan termodinamik sistem **qapalı** və yaxud **izolə edilmiş** sistem adlanır. Termodinamik sistemin halını xarakterizə edən fiziki kəmiyyətlərə **termodinamik parametrlər** (yaxud hal parametrləri) deyilir. Adətən hal parametrləri olaraq temperatur (T), təzyiq (p) və həcm (V) götürülür.

Sistemin hal parametrlərini əlaqələndirən asılılıqlar **hal tənlikləri** adlanır. Termodinamik sistemin **hal tənliyi** ümumi şəkildə $f(p,V,T)=0$ kimi yazılır. Bu tənliyi istənilən parametrə görə həll etmək olar. Sistemin hal parametrləri dəyişə bilər. Hal parametrlərinin hər hansı birinin dəyişməsi ilə əlaqədar termodinamik sistemdə baş verən istənilən dəyişmə **termodinamik proses** adlanır. Termodinamik proseslər iki cür olur: tarazlıqda olan proseslər və tarazlıqda olmayan proseslər.

Termodinamik tarazlıq halında sistemin hal parametrləri müəyyən konkret bir qiymət alır və bu qiymət sistem bu haldan çıxana kimi sabit qalır. Termodinamik proseslərə misal olaraq izotermik, izoxorik, izobarik və adiabatik prosesləri göstərmək olar.

- İzotermik proses (T=const). Bu proses zamanı sistemin temperaturu dəyişməz qalır.
- İzoxorik proses (V=const). Bu proses zamanı sistemin həcmi dəyişmir.
- İzobarik proses (p=const) – sabit təzyiqdə baş verən prosesə deyilir.
- Adiabatik proses (Q=0). Adiabatik prosesdə sistem xarici mühitlə istilik mübadiləsində olmur.

Termodinamikanın əsas anlayışları **daxili enerji**, **istilik miqdarı** və **işdir.**

Daxili enerji. Sistemi təşkil edən atom və molekulların istilik hərəkətinin kinetik enerjilə $\left(W_k^{mol}\right)$və molekullararası qarşılıqlı təsirin potensial enerjiləri $\left(W_p^{mol}\right)$ cəminə daxili enerji deyilir:

$$U = W_k^{mol} + W_p^{mol}$$

Daxili enerji sistemin halının birqiymətli funksiyasıdır. Sistemin halı isə termodinamik parametrlərlə (T və V) təyin olunduğundan, daxili enerji termodinamik parametrlərdən asılı olacaqdır: $U=f(T,V)$

İdeal qazın daxili enerjisi. İdeal qazda molekullar arası qarşılıqlı təsir olmadığından $W_p^{mol}=0$ olacaqdır. Deməli, ideal qazın daxili enerjisi onu təşkil edən molekulların istilik hərəkətinin kinetik enerjilərinin cəmindən ibarət olacaqdır. Qazda N molekul varsa və bir molekulun istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisi $\overline{\varepsilon_k}=\frac{i}{2}kT$ olduğundan $U=W_k^{mol}=N\cdot\varepsilon_k=N\cdot\frac{i}{2}kT$ olar.

Molekulların sayı $N=\frac{m}{M}N_A$ kimi tapıldığından $U=N\frac{i}{2}kT=\frac{m}{M}\cdot\frac{i}{2}kN_AT$ olar.

$k\cdot N_A=R$ olduğundan **ideal qazın daxili enerjisi**

$$U=\frac{i}{2}\frac{m}{M}RT=\frac{i}{2}\nu RT=\frac{i}{2}pV \text{ olar.}$$

Burada, m – qazın kütləsi, M – molyar kütlə, T – temperatur, R – universal qaz sabiti, i isə sərbəstlik dərəcələrinin sayıdır.

Sərbəstlik dərəcələrinin sayı. Cismin və ya cisimlər sisteminin fəzada vəziyyətini tam müəyyən edən asılı olmayan dəyişənlərin (koordinatların) sayına **sərbəstlik dərəcələrinin sayı** deyilir və i hərfi ilə işarə edilir. Məsələn, maddi nöqtənin fəzada vəziyyəti 3 koordinatla (x, y, z) təyin edildiyindən maddi nöqtənin 3 sərbəstlik dərəcəsi vardır (i=3). Bu sərbəstlik dərəcələri onun irəliləmə hərəkətinə aiddir. Fəzada sərbəst hərəkət edən mütləq bərk cismin vəziyyəti altı asılı olmayan koordinatla təyin edilir. Bunlardan üçü (x,y,z) cismin irəliləmə hərəkətini, üçü (α,β,γ) isə onun fırlanma oxunun koordinat oxları ilə əmələ gətirdiyi bucaqları göstərir. Beləliklə, mütləq bərk cisim 6 sərbəstlik dərəcəsinə malik olur (i=6). Bir-birilə sərt bağlı 2 maddi nöqtə (2 atomlu molekul) 5 sərbəstlik dərəcəsinə malikdir (i=5). Bunlardan 3-ü irəliləmə, 2-si fırlanma hərəkətinə aiddir.

Üç və daha artıq maddi nöqtədən ibarət sistem (mütləq bərk cisim) 6 sərbəstlik dərəcəsinə malikdir.

Düsturdan göründüyü kimi ideal qazın daxili enerjisi verilmiş kütlə üçün ancaq temperaturdan asılıdır.

Real qazda molekullar arasında qarşılıqlı təsir olduğundan onun daxili enerjisi temperaturdan başqa həm də həcmdən asılı olacaqdır: $U=\frac{m}{M}\cdot\frac{i}{2}RT-\frac{m}{M}\cdot\frac{a}{V}$

Burada a – Van-der-Vaals düzəlişi adlanır.

Qeyd etdik ki, cismin daxili enerjisi iki termodinamik parametrdən: temperaturdan və həcmdən asılıdır: $U=f(T,V)$.

Şübhəsiz sistemin daxili enerjisini bu iki parametri dəyişməklə dəyişmək olar. Ona görə də deyirlər daxili enerjini iki üsulla dəyişmək olar: mexaniki iş görməklə və istilik verməklə;

Birinci üsulda V dəyişilir. Bu zaman $dA=pdV$ işi görülür. İkinci üsulda mexaniki iş görülmədən T dəyişilir. Bu zaman sistemə $dQ=cmdT$ istiliyi verilir.

Termodinamikada sabit təzyiqdə qazın həcminin dV qədər dəyişməsi zamanı görülən **elementar iş**: $dA = pdV$ düsturu ilə hesablanır. Qaz genişləndikdə görülən iş müsbət, sıxıldıqda isə görülən iş mənfi olur.

Qazın həcminin V_1-dən V_2-yə qədər dəyişməsi zamanı görülən iş $A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} pdV$ inteqralı ilə hesablanır.

Sonuncu düsturu tətbiq etməklə müxtəlif izoproseslərdə görülən işi hesablayaq.

İzobarik prosesdə görülən iş. İzobarik prosesdə p=const olduğundan

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} pdV = p(V_2 - V_1) = \frac{m}{M} R(T_2 - T_1)$$

İzoxorik prosesdə görülən iş. İzoxorik prosesdə qazın həcmi dəyişmədiyindən iş görülmür.

İzotermik prosesdə görülən iş.Mendeleyev-Klapeyron tənliyindən p-ni təyin edək:

$$pV = \frac{m}{M} RT \Rightarrow p = \frac{m}{M} \frac{RT}{V}$$

p-nin bu qiymətini $A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} pdV$ ifadəsində yerinə yazıb, izotermik prosesdə görülən işi hesablayaq:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{M} \frac{RT}{V} dV = \frac{m}{M} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

İş görülmədən enerjinin bir cisimdən digərinə ötürülməsinə istilik mübadiləsi, yaxud **istilikvermə** deyilir. İstilikvermənin üç növü vardır: istilikkeçirmə, konveksiya və şüalanma;

İstiliyin cismin çox qızmış hissəsindən az qızmış hissəsinə, molekulların hərəkəti və qarşılıqlı təsiri hesabına ötürülməsinə **istilikkeçirmə** deyilir.

Enerjinin (istiliyin) maye və qaz axınları vasitəsilə ötürülməsi **konveksiya** adlanır.

Şüalanma isə enerjinin elektromaqnit dalğaları vasitəsilə ötürülməsinə deyilir.

İstilikvermə zamanı cismin aldığı, yaxud verdiyi daxili enerjinin miqdarına **istilik miqdarı** adlanır və Q hərfi ilə işarə edilir: $Q = cm\Delta T$.

m – cismin kütləsi, ΔT – temperaturun dəyişməsi, c – xüsusi istilik tutumudur.

Xüsusi istilik tutumu 1kq maddənin temperaturunu 1K dəyişmək üçün tələb olunan istilik miqdarına deyilir: $c = \frac{dQ}{mdT}$.

Xüsusi istilik tutumu maddənin növündən və aqreqat halından asılıdır.

Termodinamikanın I qanunu və onun izoproseslərə tətbiqi

Termodinamikanın I qanununda deyilir: Sistemə verilən istilik miqdarı (dQ), onun daxili enerjisinin dəyişməsinə (dU) və xarici qüvvələrə qarşı iş görməyə (dA) sərf olunur:

$$dQ = dU + dA,$$

burada $dU = \frac{m}{M}\frac{i}{2}RdT = \nu\frac{i}{2}RdT$ və $dA = pdV = \nu RdT$ kimidir.

Termodinamikanın I qanununu izoproseslərə tətbiq edək.

- **İzoxorik proses** (V=const). Bu proses qazın həcmi sabit qaldığından $dV = 0$ və nəticədə dA=0 olur, yəni izoxorik prosesdə iş görülmür. Onda termodinamikanın I qanunu $dQ = dU$ şəklini alır, yəni sistemə verilən istilik miqdarı daxili enerjinin dəyişməsinə sərf olunur.
- **İzotermik proses** (T=const). Bu proses sabit temperaturda getdiyindən $dT = 0$ və nəticədə $dU = \frac{m}{M}\frac{i}{2}RdT = 0$ olur. Onda termodinamikanın I qanunu $dQ = dA$ şəklini alır, yəni sistemə verilən istilik miqdarı xarici qüvvələrə qarşı sərf olunur.
- **İzobarik proses** (p=const). Bu prosesdə qazın təzyiqi sabit qalır və nə dU, nə də dA sıfır olmur. Nəticədə termodinamikanın I qanunu öz ilkin şəklini saxlayır: $dQ = dU + dA$, yəni qaza verilən istilik miqdarının bir hissəsi daxili enerjinin dəyişməsinə, bir hissəsi də xarici qüvvələrə görülən işə sərf olunur.
- **Adibatik proses** ($dQ = 0$). Sistemlə onu əhatə edən mühit arasında istilik mübadiləsi olmadan gedən prosesə adiabatik proses deyilir. dQ=0 olduqda termodinamikanın I qanunu $dU = -dA$ şəklini alır, yəni bu prosesdə sistem xarici qüvvələrə qarşı iş görürsə onun daxili enerjisi azalır.

Qazların molyar istilik tutumları. Mayer düsturu

Cismə istilik verdikdə və ya ondan istilik aldıqda onun temperaturu dəyişir. Bu dəyişməni xarakterizə etmək üçün istilik tutumu anlayışından istifadə edilir.

- Xüsusi istilik tutumu. 1 kq maddəni 1K qızdırmaq üçün tələb olunan istilik miqdarına xüsusi istilik tutumu deyilir və o $c = \frac{dQ}{mdT}$ düsturu ilə tapılır.
- Molyar istilik tutumu. Bir mol maddənin 1K qızdırmaq üçün tələb olunan istilik miqdarı molyar istilik tutumu adlanır. Molyar istilik tutumu $C_M = \frac{dQ}{\nu dT}$ düsturu ilə hesablanır.

İstilik tutumu qızdırılma prosesinin növündən asılıdır.

Adiabatik prosesdə $dQ = 0$ olduğundan istilik tutumu sıfırdır.

İzotermik prosesdə $dT = 0$ olduğundan istilik tutumu sonsuz böyükdür.

İzoxorik prosesdə $dV = 0$ olduğundan $dQ = dU = \nu \cdot \frac{i}{2} RdT$ kimidir. Onda sabit həcmdə molyar istilik tutumu $C_\nu = \left(\frac{dQ}{\nu dT}\right)_{\nu=const} = \frac{\nu \cdot \frac{i}{2} RdT}{\nu dT} = \frac{i}{2} R \Rightarrow C_v = \frac{i}{2} R$

i – sərbəstlik dərəcələrinin sayıdır.

İzobarik prosesdə $dQ = dU + dA = \nu \cdot \frac{i}{2} RdT + \nu RdT$ olduğundan sabit həcmdə molyar istilik tutumu

$$C_p = \left(\frac{dQ}{\nu dT}\right)_{p=const} = \frac{\nu \cdot \frac{i}{2} RdT + \nu RdT}{\nu dT} = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R \; C_p = \frac{i+2}{2} R \text{ olur.}$$

$C_p = \frac{i}{2} R + R = C_v + R$ düsturu **Mayer düsturu** adlanır.

Beləliklə, $C_v = \frac{i}{2} R$**-sabit həcmdə molyar istilik tutumu** $C_p = \frac{i+2}{2} R$ isə **sabit təzyiqdə molyar istilik tutumu**dur.

Sabit təzyiqdəki molyar istilik tutumunun sabit həcmdəki molyar istilik tutumuna nisbətinə **adiabatik əmsal,** yaxud **Puasson əmsalı** (γ) deyilir:

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i}$$

Adiabatik proses və onun hal tənliyi

Sistemlə onu əhatə edən mühit arasında istilik mübadiləsi olmadan (yəni $dQ = 0$) gedən prosesə **adiabatik proses** deyilir. Adiabatik proses üçün termodinamikanın I qanunu $dU = -dA$ kimi yazılır.

$dU = \frac{m}{M} C_v dT$ və $dA = pdV$ olduğundan $pdV = -\frac{m}{M} C_v dT$ kimi yazmaq olar.

Mendeleyev-Klapeyron tənliyindən p-ni tapıb $\left(p = \frac{m}{M} \frac{RT}{V}\right)$ yuxarıdakı bərabərlikdə nəzərə alsaq $\frac{dT}{T} = -\frac{R}{C_v} \cdot \frac{dV}{V}$ olar.

Mayer düsturuna görə $R=C_p-C_v$ olduğundan $\frac{R}{C_v} = \frac{C_p - C_v}{C_v} = \frac{C_p}{C_v} - 1 = \gamma - 1$ olur. Deməli bu zaman yuxarıdakı bərabərlik $\frac{dT}{T} = -(\gamma - 1)\frac{dV}{V}$ şəklini alır.

Bu bərabərliyi əvvəl inteqrallayıb $\ln\frac{T_2}{T_1} = -(\gamma - 1)\ln\frac{V_1}{V_2}$,

sonra alınan ifadəni antiloqarifmalasaq: $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \Rightarrow T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$ alarıq.

Bu isə o deməkdir ki, adiabatik prosesdə $T \cdot V^{\gamma-1} = const$ olur.

Bu bərabərliyə **adiabatik prosesin hal tənliyi,** yaxud **Puasson tənliyi** deyilir.

p,V diaqramda Puasson tənliyi $p \cdot V^{\gamma} = const$ şəklində yazırlar.

Qazın molyar istilik tutumları nisbətinin təyini

Təzyiq sensoru bərkidilmiş və içərisində hava olan silindrik qab vardır. Silindrdə porşen tarazlıq vəziyyətindədir. Porşeni əl ilə hərəkətə gətirməklə silindrdəki qaz adiabatik sıxılır və buraxılır. Porşen sərbəst rəqs etmək imkanına malik olur. Zaman keçdikcə təzyiqin dəyişməsi təzyiq sensoru vasitəsilə qeydə alınır. Yaranan rəqslərin perioduna əsasən C_p/C_v nisbəti təyin edilir.

Porşen tarazlıq vəziyyətindən aşağıya doğru x qədər meyl etdirildikdə onu tarazlıq vəziyyətinə qaytarmağa çalışan kvazi elastiki qüvvə meydana gəlir. Bu zaman porşenin rəqsləri elastiki yaya bağlanmış yükün rəqslərinə oxşar baş verir. Onda porşenin rəqs periodunu

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \tag{22}$$

düsturuna əsasən tapmaq olar. k - kəmiyyətini təyin etmək üçün porşenin x qədər yerdəyişməsi zamanı yaranan qaytarıcı F qüvvəsini hesablamaq lazımdır.

Porşen aşağıya doğru x qədər yerini dəyişdikdə qazın həcmi ümumi həcmlə müqayisədə kiçik dV = xdS qədər azalır. Bu zaman porşenə təsir edən əvəzləyici qüvvə

$$F = dP \cdot dS \tag{23}$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada dP təzyiqin çox kiçik dəyişməsidir. dP və dV arasındakı münasibəti müəyyən etmək üçün fərz edirik ki, rəqslər çox kiçik amplitudla, böyük sürətlə baş verir və bu zaman qazda istilik itkisi olmur, yəni proses **adiabatik** olur.

Adiabatik prosesin hal tənliyini

$$PV^{\gamma} = const$$

şəklində yazmışdıq. Burada $\gamma = C_P/C_V$ adiabatik əmsal, C_p və C_v *i*sə uyğun olaraq qazın sabit təzyiqdə və sabit həcmdəki molyar istilik tutumlarıdır. Sonuncu bərabərliyi diferensiallasaq

$$P \cdot \gamma \cdot V^{\gamma-1} dV + V^{\gamma} \cdot dP = 0$$

olar. Buradan

$$dP = -\frac{P \cdot \gamma \cdot V^{\gamma-1}}{V^{\gamma}} dV = -\frac{\gamma \cdot P}{V} dV$$

ifadəsini alarıq. Bu ifadədə $dV = x \cdot dS$ olduğunu nəzərə alsaq

$$dP = -\frac{\gamma \cdot P \cdot x \cdot dS}{V} \tag{24}$$

olar. Bu ifadəni (23)-də nəzərə alsaq:

$$F = -\left(\frac{\gamma \cdot P \cdot dS^2}{V}\right) \cdot x \tag{25}$$

(25) ifadəsini $F = -kx$ düsturu ilə müqayisə etsək

$$k = \frac{\gamma \cdot P \cdot dS^2}{V}$$

alarıq. *k*- nın bu qiymətini (22) düsturunda yerinə qoysaq

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{mV}{\gamma \cdot P \cdot dS^2}} \tag{26}$$

olar. Buradan həcm üçün

$$V = \frac{\gamma \cdot dS^2 \cdot P \cdot T^2}{4\pi^2 \cdot m} \tag{27}$$

ifadəsini alırıq.

Digər tərəfdən ümumi həcmi $V = dS(h + h_o)$ kimidə yazmaq olar. h və h_o hündürlükləri qurğu üzərindəki şkaladan uyğun bölgülərə əsasən təyin edilir. Bu iki bərabərlikdən

$$h = \left(\frac{\gamma \cdot dS \cdot P}{4\pi^2 \cdot m}\right) \cdot T^2 - h_o \tag{28}$$

olur. (28) bərabərliyindən göründüyü kimi, h hündürlüyü T^2-dan xətti aslıdır və onun qrafiki y oxunu h_o nöqtəsində kəsən düz xətdir. Bu qrafikin meyli

$$tg\alpha = \frac{\gamma \cdot dS \cdot P}{4\pi^2 \cdot m} \tag{29}$$

kimidir. (29) ifadəsində istilik tutumları nisbətin təyin etmək olar

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{4\pi^2 m \cdot tg\alpha}{dS \cdot P} \tag{30}$$

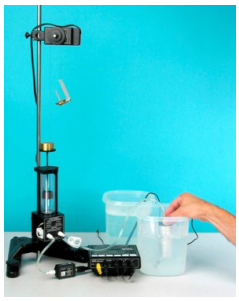
Burada, m – porşenin kütləsi, dS – en kəsiyin sahəsi, P – atmosfer təzyiqi, tgα – isə $h(T^2)$ asılılığını təsvir edən düz xəttin meylidir.

İşin gedişi:

Təcrübi qurğunun işə hazırlanması.

Laboratoriya işində istifadə olunan qurğu şəkil 1-də göstərilmişdir.

Təzyiq sensoru istilik maşınının hava çıxışlarından birinə bağlanır. Porşen şkala üzrə 9 sm hündürlüyə qaldırılaraq qurğunun yuxarı hissəsindəki vintin köməyi ilə bərkidilir. İstilik maşınının açıq hava çıxışındakı borucuğun sıxacı bağlanılır. Porşenin bərkidildiyi vinti bir az boşaltdıqda porşen 9 sm hündürlükdə qalır.



Şəkil 1. Qazın molyar istilik tutumları nisbətinin təcrübi qurğusu.

Təzyiq sensoru interfeysə qoşulur. Kompüterdə «Data Studio» da «İstilik tutumları nisbəti» faylı açılır.

1. Qurğu üzərindəki məlumatlara əsasən porşenin kütləsi və en kəsiyinin sahəsini təyin edin.
2. Kompüter proqramında "Start" düyməsini basın.
3. Kursordan istifadə edərək təzyiqin rəqslərinin periodunun zamandan asılılığını qrafikdən təyin edin. Asılılığı göstərən qrafikin sahəsini genişləndirmək olar. Bir neçə pikə sərf olunan zamanı ölçərək, onu piklərin sayına bölməklə periodu təyin edin. Periodun və porşenin hündürlüyünün uyğun qiymətlərini kompüter proqramındakı cədvəldə qeyd edin.
4. Porşeni şkala üzrə 8 sm hündürlüyə gətirərək təcrübəni təkrar edin. Hər dəfə porşenin qaldırılma hündürlüyünü 1 sm azaltmaqla bu işi 1 sm hündürlük qalana qədər təkrarlayın.
5. Barometr vasitəsilə atmosfer təzyiqini təyin edin.
6. Sonra $h=f(T^2)$ asılılığın qurun. Alınan qrafikin meyl bucağının tangensini, yəni qrafikin meylliyini tapın. tgα -nın qiymətini (30) düsturunda yazaraq Cp/Cv nisbətini hesablayın. Alınan nəticəni ideal qiymətlərlə müqayisə edin.

4 MAYELƏRİN ÖZLÜLÜK ƏMSALININ TƏYİNİ

İşin məqsədi: *Maddələrdə köçürmə hadisələri ilə tanış olmuq və mayelərin özlülük, yaxud daxidi sürtünmə əmsalını təyin etməkdən ibarətdir.*

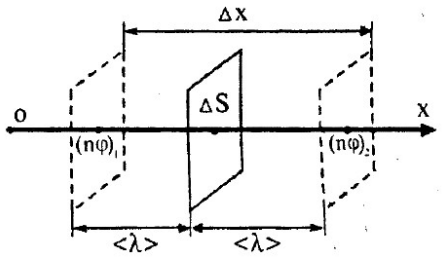
Ləvazimat: *Vismkozimetr, qurğuşun kürəciklər, mikrometr, saniyəölçən.*

Köçürmə hadisələri. Tarazlıqda olmayan termodinamik sistemlərdə **daşınma (köçürmə) hadisələri** adlanan xüsusi, dönməyən proseslər meydana gəlir və nəticədə, sistemdə enerjinin, kütlənin, impulsun məkanca daşınması baş verir. Köçürmə hadisələrinə **istilikkeçirmə**, **diffuziya** və **daxili sürtünmə** aiddir.

İstilikkeçirmə zamanı sistemin bir hissəsindən digər hissəsinə enerji, **diffuziya** zamanı kütlə, **daxili sürtünmə** zamanı isə *impuls* daşınır.

MKN-də əldə etdiyimiz bilgilərdən istifadə edərək qazlarda daşınma hadisələri üçün ümumi olan köçürmə tənliyini çıxaraq. Bu məqsədlə qazın daxidində ΔS səthi təsəvvür edək və Δt müddətində bu səthdən keçən molekulların sayını hesablayaq. Tutaq ki, qazda molekulların konsentrasiyası n, orta sürəti isə (υ)-dir. Sadəlik üçün birölçülü hala baxaq. Hesablama sistemini elə seçək ki, X oxu ΔS səthinə perpendikulyar olub, daşınma istiqamətində yönəlsin (şəkil 1).

Qaz molekulları xaotik hərəkət etdiyindən bütün molekulların $\frac{1}{3}$ hissəsi X oxu istiqamətində, onların da yarısı, yəni bütün molekulların $\frac{1}{6}$-i sondan sağə, $\frac{1}{6}$-i isə sola doğru hərəkət edəcəkdir. Onda Δt müddətində ΔS səthindən soldan sağa keçən molekulların sayı



Şəkil 1.

$\frac{1}{6} n \cdot \langle \upsilon \rangle \cdot \Delta S \cdot \Delta t$ olacaqdır. Bu molekulların ΔS səthindən özlərinin müəyyən fiziki xarakteristikalarını (məsələn, kütləsini, enerjisini, impusunu və s.) daşıyırlar. Hələlik heç bir konkretliyə varmadan daşınan fiziki xarakteristikanı φ hərfi ilə işarə edək. Onda ΔS səthindən Δt müddətində müəyyən bir istiqamətdə daşınan φ kəmiyyətinin ümumi miqdarı

$$N \cdot \varphi = \frac{1}{6}(n\varphi) \cdot \langle \upsilon \rangle \cdot \Delta S \cdot \Delta t \qquad (1)$$

olar.

Tutaq ki, baxdığımız qaz öz xassələrinə görə qeyri-bircinsdir, yəni qazın həcmi daxilində müxtəlif yerlərdə həm molekulların konsentrasiyası, həm də φ kəmiyyətinin qiymətləri eyni deyildir. Onda (n·φ)-nin qiyməti də qazın həcminin müxtəlif yerlərində fərqli olacaqdır.

(n·φ) kəmiyyətinin qiymətinin X oxunun müsbət istiqamətində azaldığını fərz edək. ΔS səthindən solda bu kəmiyyətin qiyməti $(n\cdot\varphi)_1$, sağda isə $(n\cdot\varphi)_2$ olsun. Onda ΔS səthindən soldan sağa və sağdan sola axınlar eyni olmadığından

$$\Delta(N\cdot\varphi) = (N\cdot\varphi)_1 - (N\cdot\varphi)_2 = \\ = \frac{1}{6}\left[(n\varphi)_1 - (n\varphi)_2\right]\cdot\langle\upsilon\rangle\cdot\Delta S\cdot\Delta t \qquad (2)$$

olar.

ΔS səthindən hər iki tərəfə uzaqlaşdıqca (n·φ)-nin qiyməti nöqtədən nöqtəyə dəyişir. (2) bərabərliyi vasitəsilə Δ(N·φ)-ni hesablamaq üçün (n·φ) kəmiyyətyinin ΔS səthindən hansı məsafədə yerləşən nöqtələrdəki qiymətini götürmək lazım olduğunu aydınlaşdıraq.

Bilirik ki, molekullar arasında hər hansı fiziki xarakteristikanın mübadiləsi onların toqquşması zamanı baş verir. Deməli, axtardığımız nöqtələr ΔS səthindən hər iki tərəfə ⟨λ⟩, yəni sərbəst yolun orta uzunluğu qədər məsafədə yerləşməlidir (şəkil 1-ə bax).

(2) bərabərliyinin sağ tərəfini ⟨λ⟩-yə vurub bölsək,

$$\Delta(N\varphi) = \frac{1}{3}\cdot\frac{(n\varphi)_1 - (n\varphi)_2}{2\langle\lambda\rangle}\cdot\langle\lambda\rangle\cdot\langle\upsilon\rangle\cdot\Delta S\cdot\langle t\rangle \qquad (3)$$

tənliyini alarıq.

$\frac{(n\varphi)_1 - (n\varphi)_2}{2\langle\lambda\rangle}$ nisbəti, (n·φ) kəmiyyətyinin vahid uzunluqda dəyişməsi olub, onun **qradiyentini** ifadə edir.

Qradiyent vektor kəmiyyətdir, o fiziki kəmiyyətin artımı istiqamətində yönəlir, ədədi qiyməti kəmiyyətin vahid uzunluqda dəyişməsinə bərabərdir və

$$\operatorname{grad}\varphi = \frac{\Delta\varphi}{\Delta x} = \frac{d\varphi}{dx}$$

simvolu ilə işarə edilir.

Onda (3) tənliyi

$$\Delta(N\varphi) = -\frac{1}{3}\langle\lambda\rangle\cdot\langle\upsilon\rangle\cdot\frac{\Delta(n\cdot\varphi)}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t \qquad (4)$$

şəklini alır. Mənfi işarə fiziki kəmiyyətin daşınmasının qradiyent vektorunun əksi istiqamətində baş verdiyini göstərir. (4) düsturu köçürmə tənliyi adlanır. İndi onun əsasında konkret bir köçürmə hadisəsinə, məsələn, daxili sürtünməyə baxaq.

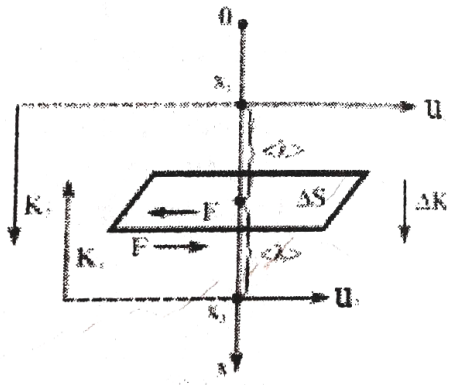
Daxili sürtünmə (özlülük) hadisəsi müxtəlif sürətlə hərəkət edən qaz (yaxud maye) təbəqələri arasında sürtünmə qüvvəsinin meydana çıxması ilə əlaqədardır.

Maye və ya qaz təbəqələri bir-birinə qarışdırmadaq axırsa, belə axına **laminar axın** deyilir.

Əgər axın zamanı maye və ya qaz təbəqələri bir-birinə qarışarsa, belə axın **burulğunlaı**, yaxud **turbulent axın** adlanır.

Tutaq ki, qazın laminar axınında, axın sürəti X oxu istiqamətində xətti azalır (şəkil 2).

Qazın bir-birinə toxunan iki qonşu təbəqəsi arasında ΔS səthi təsəvvür edək və səthdən hər iki tərəfə $\langle\lambda\rangle$ qədər məsafədə təbəqələrin sürətlərini u_1 və u_2 ilə işarə edək. Şəkildən göründüyü kimi, yuxarı təbəqədəki qaz molekullarının impulsu aşağı təbəqədəki molekulların impulsundan böyük olacaqdır: $m \cdot u_1 > m \cdot u_2$. Burada, m – molekulun kütləsidir.



Şəkil 2.

Xaotik hərəkət zamanı yuxarı təbəqədən, yəni sürəti böyük təbəqədən, aşağı təbəqəyə keçən molekullar öz impulsları ilə onun sürətini artıracaq, aşağı təbqədən yuxarı keçən molekullar isə əksinə, zaman keçdikdə təbəqənin sürətini azaldacaqlar. Nəticədə təbəqələr arasında ΔS səthi boyunca, axın sürətinə paralel daxili sürtünmə qüvvəsi yaranacaqdır.

Baxdığımız halda köçürülən fiziki xarakteristika molekulun impulsudur: $\varphi = mu$.

Onda

$$\left.\begin{aligned}\Delta(n \cdot \varphi) &= \Delta(n \cdot mu) = nm\Delta u \\ \Delta(N \cdot \varphi) &= \Delta(N \cdot mu) = \Delta K\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Burada ΔK – bir təbəqənin impulsunun Δt müddətində digərinə nisbətən dəyişməsidir. Bildiyimiz kimi, impulsun dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabərdir: ΔK=FΔt.

Bu bərabərliyi və (5)-i köçürmə tənliyində, yəni (4)-də nəzərə alsaq aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$F\Delta t = -\frac{1}{3}\langle\lambda\rangle \cdot \langle\upsilon\rangle \cdot mn \cdot \frac{\Delta u}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t .$$

Sonuncu bərabərliyi Δt-yə ixtisar edib və m·n=ρ olduğunu nəzərə aldıqda

$$F = -\frac{1}{3}\langle\lambda\rangle \cdot \langle\upsilon\rangle \cdot \rho \frac{\Delta u}{\Delta x} \cdot \Delta S$$

tənliyi alınır. Bu tənlikdə

$$\eta = \frac{1}{3}\langle\lambda\rangle \cdot \langle\upsilon\rangle \cdot \rho \quad (6)$$

əvəzləməsini aparsaq

$$F = -\eta \cdot \frac{\Delta u}{\Delta x} \cdot \Delta S \quad (7)$$

düsturu alınar. Bu düstura **daxili sürtünmə tənliyi**, yaxud **Nyuton düsturu** deyilir. Mənfi işarə göstərir ki, sürtünmə qüvvəsi sürət qradiyentinin əksinə yönəlmişdir.

Deməli, bir-birinə nəzərən sürüşən iki qaz (yaxud maye) təbəqəsi arasında meydana çıxan daxili sürtünmə qüvvəsi toxunan səthlərin sahəsi və sürət qraliyenti ilə düz mütənasibdir. $\frac{\Delta u}{\Delta x}$ –

sürət qradiyenti, təbəqənin hərəkət sürətinə perpendikulyar istiqamətdə vahid uzunluqda sürət dəyişməsinə deyilir.

Mütənasiblik əmsalı olan η – dinamik özlülük, yaxud daxili sürtünmə əmsal adlanır. Dinamik özlülük, ədədi qiymətcə bir-birinə nəzərən vahid sürət qradiyenti ilə hərəkət edən və sahəsi 1 m^2 olan iki toxunan təbəqə arasında yaranan daxili sürtünmə qüvvəsinə bərabərdir.

BS-də dinamik özlülüyüun vahidi: $[\eta] = 1\frac{N \cdot s}{m^2} = 1\frac{kq}{m \cdot s}$.

SQS sistemində isə dinamik özlülüyün vahidi y puaz adlanır: $1puaz = 1\frac{q}{sm \cdot s}$.

Dinamik özlülük maye, yaxud qazın təbiətindən asılıdır. Verilmiş maye, yaxud qaz üçün isə η temperaturdan asılıdır. Temperatur artdıqca qazın dinamik özlülüyü artır. Buna səbəb temperatur artdıqca ⟨υ⟩-nın artmasıdır. (6) düsturundan göründüyü kimi, η~⟨υ⟩ olduğundan, temperatur artıqda η artır. Mayelərin dinamik özlülüyü isə temperatur artdıqca kəskin azalır. Buna isə səbəb temperatur artdıqca sürüşən maye təbəqələri arasında yapışmanın zəifləməsidir. Xüsusilə də yağların dinamik özlülük əmsalı temperaturdan çox güclü asılıdır. Kastrovo yağının temperaturu 18^0-dən 40^0-yə qədər artdıqda dinamik özlülük 4 dəfə azalır.

Dinamik özlülük ilə yanaşı kinematik özlülük anlayışından da (ν) istifadə olunur. **Kinematik özlülük**, dinamik özlülüyün maye, yaxud qazın sıxlığına olan nisbətinə deyilir:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}. \tag{8}$$

Burada, ρ - mayenin (yaxud qazın) sıxlığıdır. SQS sahəində kinematik özlülüyün vahidi **1 stoksdur**: 1 stoks =1 $sm^2 \cdot s$.

Özlülüyü ölçmək üçün istifadə olunan cihazlara viskozimetr deyilir.

Mayelərin daxidli sürtünmə əmsalını ölçmək üçn bir çox üsullar mövcuddur. Bu üsullardan biri də Stoks üsuludur.

Maye, yaxud qazda hərəkət edən cisimlə maye (yaxud qaz) arasında yaranan daxidi sürtünmə qüvvəsi **müqavimət qüvvəsi** adlanır. Bu qüvvə cismin formasından, hərəkət sürətindən və mayenin özlülük əmsalından asılıdır. Cismin hərəkət sürəti kiçik olduqda müqavimət qüvvəsi sürətin birinci dərəcəsi ilə mütənasib olur. Məsələn, xüsusi halda kürə formalı cismin mayedə hərəkət etdikdə ona qarşı yaranan müqavimət qüvvəsi

$$F_{st} = 6\pi\eta r \cdot \upsilon \tag{9}$$

düsturu ilə hesablanır. Buna **Stoks qüvvəsi** deyilir.

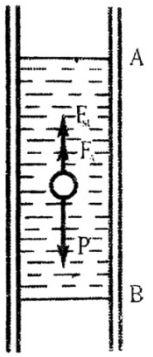
Cismin hərəkət sürətinin böyük qiymətlərində müqavimət qüvvəsi sürətin kvadratı ilə mütənasib olur

$$F_{müq} \sim \upsilon^2.$$

Bu laboratoriya işində mayenin özlülük əmsalını təyin etmək üçün Stoks düsturundan istifadə olunur.

Stoks üsulu ilə mayelərin özlülük əmsalının təyini

Fərz edək ki, bir ucu bağlı silindrik şüşə boruya qliserin mayesi doldurulmuşdur. Qurğuşun kürəciyin bu özlü mayedə sərbəst düşməsinə baxaq. Mayedə düşən kürəciyə 3 qüvvə təsir edir (şəkil 3).



Şəkil 3.

1. Şaquli istiqamətdə aşağı doğru yönəlmiş ağırlıq qüvvəsi

$$P = mg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_2 g\,. \qquad (10)$$

Burada r – kürəciyin radiusu, ρ_2 – onun sıxlığı, g – sərbəst-düşmə təcilidir.

2. Şaquli istiqamətdə yuxarı yönəlmiş Arximed qüvvəsi

$$F_A = m_1 g = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_1 g\,, \qquad (11)$$

ρ_1 – mayenin sıxlığıdır.

3. Hərəkətin əksinə, yəni yuxarı doğru yönəlmiş müqavimət qüvvəsi. Stoks düsturuna görə bu qüvvə

$$F_{st} = 6\pi\eta r \cdot \upsilon \qquad (12)$$

kimidir. Qeyd edək ki, bu qüvvə maye təbəqələri arasındakı daxili sürtünmə hesabına yaranır. Belə ki, kürəciyi mayeyə saldıqda maye onun onun səthinə yapışır. Kürəcik hərəkət etdikdə səthə yapışan maye təbəqəsi ilə qonşu maye təbəqəsi arasında daxili sürtünmə qüvvəsi yaranır. Kürəcik mayedə düşdüyü ilk anlarda yeyinləşən hərəkət edir. Kürəciyin hərəkət tənliyi

$$m \cdot \frac{d\upsilon}{dt} = P - F_A - F_{st}$$

kimi olur. Sürət artdıqca Stoks qüvvəsi də artır. Nəhayət

$$P = F_A + F_{st} \qquad (13)$$

olduqda, kürəcik bərabərsürətlə düşməyə başlayır. (10), (11) və (12)-ni (13)-də nəzərə alsaq:

$$\rho_2 \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot g = \rho_1 \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot g + 6\pi\eta r \cdot \upsilon\,.$$

Sonuncu bərabərlikdən

$$\eta = \frac{2}{9}(\rho_2 - \rho_1) \cdot \frac{gr^2}{\upsilon} \qquad (14)$$

alınır. Silindrik brnunun orta hissəsində nişanlanmış iki cizgi arasındakı məsafəni ℓ ilə, kürəciyin bu məsafənin düşmə müddətini t işarə etsək, kürəciyin sabit υ sürəti üçün $\upsilon = \frac{\ell}{t}$ yaza bilərik. Onda (14) ifadəsi

$$\eta = \frac{2gr^2 t}{9\ell} \cdot (\rho_2 - \rho_1) \qquad (15)$$

şəklini alır.

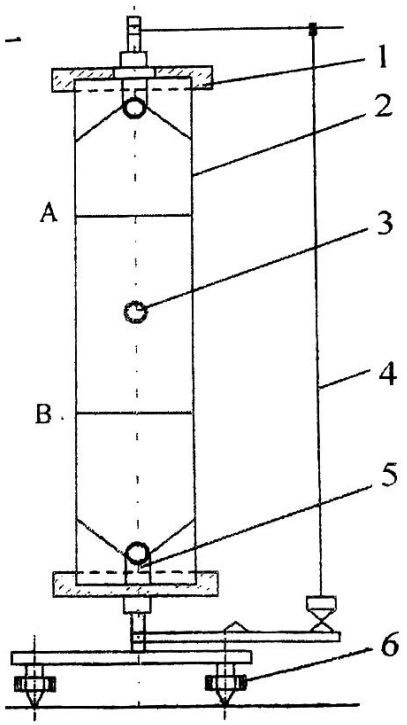
Bu üsulla η – dinamik özlülüyü hesablamaq üçün t, ℓ və t kəmiyyətlərini ölçmək lazımdır.

Qeyd edək ki, (15) ifadəsi, kürəcik sonsuz maye mühitdə düşdükdə doğrudur. Əgər kürə, radiusu R olan boruda düşürsə, yan divarların kürəciyin hərəkətinə təsirini nəzərə almaq lazım gəlir və (15) ifadəsinə düzəliş verilərək, o

$$\eta = \frac{2}{9}\frac{gr^2t}{\ell}\cdot\frac{(\rho_2-\rho_1)}{\left(1+2{,}4\frac{r}{R}\right)} \qquad (16)$$

kimi yazılır. Burada, R – borunun radiusudur.

Qurğunun təsviri və işin gedişi. Stoks üsulu ilə özlülüyü təyin etmək üçün istifadə olunan viskozimetrin sxemi şəkil 4-də göstərilmişdir. Viskozimetr hər iki tərəfdən 1 qapaqları ilə bağlanmış silindrik şüşə qabdan (2) ibarətdir. Qaba tədqiq olunacaq maye tökülür. Viskozimetrə salınan kürəciyin (3) şaquli düşməsi üçün qabın dibində yuvacıq şəklində mərkəzləşdirici qurğu (5) vardır. Viskozimetrin şaquli yerləşməsi stativin ayaqlarındakı nizamlayıcı vintlər (6) vasitəsilə təmin edilir. Viskozimetrin şaquliliyi isə onun yanından asılmış şaqul ilə yoxlanılır.



Şəkil 4. Stoks üsulu ilə özlülüyü təyin etmək üçün istifadə olunan viskozimetrin sxemi.

İş aşağıdakı ardıcıllıqla yerinə yetirilir:

1. Viskozimetrin şaquli yerləşdiyini yoxlamalı.
2. Viskozimetrin yuxarı qapağındakı oyuqdan qurğuşun kürəciyi buraxmalı.
3. Borunun üstündəki iki nişanlanmış xətt (A və B xətləri) arasında kürəciyin düşmə müddətini ən azı üç dəfə ölçməli və zamanının orta qiymətini təyin etməli.
4. Viskozimetrin borusunun üzərində nişanlanmış xətlər arasındakı ℓ məsafəsini ölçməli.
5. ℓ məsafəsinin və t-nin orta qiymətini (16) düsturunda yazaraq dinamik özlülüyü hesablamalı.
6. Ölçməni ən azı 3-5 dəfə təkrar etməli, η-nın orta qiymətini, təcrübənin mütləq və nisbi xətalarını hesablamalı.
7. Kürəciyin və tədqiq olunan mayenin sıxlıqları, həmçinin kürəcik və borunun radiusları laboratoriya işində yerilir.

5 BƏRK CİSİMLƏRİN İSTİLİKKEÇİRMƏ ƏMSALININ TƏYİNİ

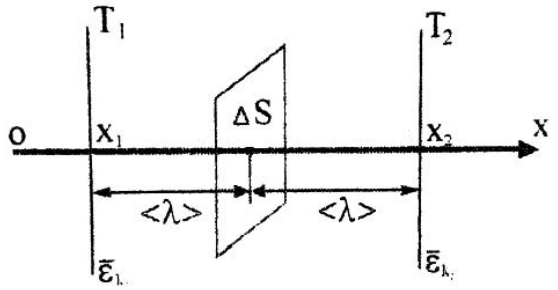
İşin məqsədi: *Bərk cisimlərdə istilikkeçirmə prosesi ilə tanış olmaq və tikintidə geniş istifadə olunan materialların istilikkeçirmə əmsallarını təyin etməkdən ibarətdir.*

Ləvazimat: *İstilikkeçirmə qurğusu, saniyəölçən, termometr, tərəzi, su toplamaq üçün qablar, vazelin yağı, tədqiq olunacaq nümunələr.*

Tarazlıqda olmayan termodinamik sistemlərdə müşahidə edilən köçürmə hadisələrindən biridə istilikkeçirmə hadisəsidir. Əgər cisim qeyri-bərabər qızmış olarsa, onda onun daha çox qızmış hissəsindən az qızmış hissəsinə doğru istilik miqdarının (yaxud daxidi enerjinin) daşınması prosesi baş verir.

Maddə daşınmadan istiliyin cismin bir hissəsindən digər hissəsinə ötürülməsinə **istilikkeçirmə** deyilir.

Maddələrin quruluşu haqqında molekulyar-kinetik nəzəriyyə (MKN) bu prosesi hərtərəfli izah edir. 4 saylı laboratoriya işində öyrəndiyimiz köçürmə tənliyindən istifadə edərək istilikkeçirmə tənliyini çıxaraq. Tarazlıqda olmayan qaza baxaq. Tutaq ki, qazın həcmi daxilində müxtəlif nöqtələrdə temperatur müxtəlifdir və o X oxunun müsbət istiqamətində azalır (şəkil 1). Bilirik ki,temperatur molekulların kinetik enerjisinin ölçüsüdür.



Şəkil 1. Qazın həcmi daxilində fərqli temperaturlarda X oxunun istiqaməti

Onda qazın temperatur böyük olan nöqtələrində molekulların orta kinetik enerjisi $(\bar{\varepsilon}_k)$, temperatur kiçik olan nöqtələrindəkinə nisbətən böyük olacaqdır. Bu zaman qabda soldan sağa doğru istilik axını baş verəcəkdir. Bu istilik axını qaz daxilində müxtəlif yerlərdə temperaturu və deməli, molekulların orta kinetik enerjisini eyniləşdirməyə çalışır. Bu halda köçürülən fiziki xarakteristika molekulun enerjisi $(\varphi = \bar{\varepsilon}_k)$ olacaqdır. Onda:

$$\left.\begin{aligned}\Delta(n\varphi)&=\Delta(n\bar{\varepsilon}_k)=\Delta\left(n\frac{i}{2}kT\right)=n\frac{i}{2}k\Delta T\\ \Delta(N\varphi)&=\Delta(N\bar{\varepsilon}_k)=\Delta Q\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Bu ifadələri $\Delta(N\varphi)=-\frac{1}{3}\langle\lambda\rangle\cdot\langle\upsilon\rangle\cdot\frac{\Delta(n\cdot\varphi)}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t$ köçürmə tənliyində nəzərə alsaq,

$$\Delta Q=-\frac{1}{3}\langle\lambda\rangle\cdot\langle\upsilon\rangle\cdot n\frac{i}{2}k\frac{\Delta T}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t$$

olar.

Bu tənliyin sağ tərəfini m-ə (molekulun kütləsinə) vurub-bölsək və $k=\frac{R}{N_A}$; ni=ρ; $N_Am=M$; $\frac{i}{2}R=C_v$; $\frac{C_V}{M}=c_v$, olduğunu nəzərə alsaq

$$\Delta Q=-\frac{1}{3}\langle\lambda\rangle\cdot\langle\upsilon\rangle\rho\cdot c_v\cdot\frac{\Delta T}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t \quad (2)$$

tənliyini alarıq. burada, ΔQ – temperaturun azalması istiqamətində ΔS səthindən Δt müddətində daşınan istilik miqları, c_v – sabit həcmdə xüsusi istilik tutumu, $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ isə temperatur qradiyentidir. (2) tənliyində

$$\chi=\frac{1}{3}\langle\lambda\rangle\cdot\langle\upsilon\rangle\rho\cdot c_v \quad (3)$$

əvəzləməsini aparsaq,

$$\Delta Q=-\chi\cdot\frac{\Delta T}{\Delta x}\cdot\Delta S\cdot\Delta t \quad (4)$$

tənliyini alarıq. Bu tənlikdəki mənfi işarə istiliyin (enerjinin), temperatur qradiyenti vektorunun əksinə, yəni temperaturun azalması istiqamətində dahındığını göstərir. temperatur qradiyenti, temperaturun vahid uzunluqda dəyişməsinə deyilir.

(4) tənliyi istilikkeçirmə tənliyi və yaxud Furye qanunu adlanır.

(3) ifadəsi ilə təyin olunan χ (kappa) kəmiyyətinə istilikkeçirmə əmsalı deyilir:

$$\chi=\frac{\Delta Q\cdot\Delta x}{\Delta S\cdot\Delta T\cdot\Delta t} \quad (5)$$

χ – istilikkeçirmə əmsalı ədədi qiymətcə, vahid temperatur qradiyentində, vahid səthdən vahid zamanda daşınan istilik miqdarına bərabər olan fiziki kəmiyyətdir.

BS-də istilikkeçirmə əmsalının vahidi $[\chi]=\frac{C}{m\cdot K\cdot s}=\frac{Vt}{m\cdot K}$-dir. İstilmk miqları kalori ilə ölçülərsə, istilikkeçirmə əmsalının praktikada ölçü vahidi $[\chi]=\frac{kal}{m\cdot K\cdot san}$ olar. Bu vahidlər arasında əlaqə $1\frac{kal}{m\cdot K\cdot s}=4{,}186\frac{C}{m\cdot K\cdot s}$-dir.

İstilikkeçirmə əmsalı hər bir materialın istiliyin yaxşı və ya pis keçirməsinin göstəricisi olub, praktikada istifadə olunan materialların seçilməsində mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Bu baxımdan χ-nın qiymətini bilmək vacibdir. Qeyd edək ki, bərk cisim və mayelərin istilikkeçirmə əmsalı qazların istilikkeçirmə əmsalından xeyli böyükdür. Qazlarda istilikkeçirmə əmsalı 10^{-3} tərtibində, maye və bərk cisimlərdə 10^{-1} tərtibində, metallarda $10^{+1}\frac{C}{m\cdot K\cdot s}$ tərtibindədir. Gümüşün istilikkeçirmə əmsalı ən böyükdür: $\chi_{Ag}=423\frac{C}{m\cdot K\cdot s}$-dir.

Yuxarıda 4 saylı laboratoriya işində daxili sürtünmə əmsalı üçün

$$\eta=\frac{1}{3}\langle\lambda\rangle\cdot\langle\upsilon\rangle\cdot c_v$$

düsturunu yazmışıq. Bu ifadəni (3) düsturu ilə müqayisə etdikdə

$$\chi=\eta\cdot c_v \tag{6}$$

olduğunu görürük. χ və η kəmiyyətlərindən hər hansı biri təcrübədən məlum olduqda digərini bu düstur vasitəsilə hesablamaq olur.

Bərk və maye cisimlərdə istilikkeçir prosesi bu cisimləri təşkil edən hissəciklərin (atom, molekul və ya ionların) rəqslərinin qarşılıqlı təsir yolu ilə ötürülməsi hesabına baş verir. Cismin yüksək temperaturlu oblastındakı hissəciklərin daha intensiv rəqsləri qonşu hissəcikdərə ötürülür və bu tədricən bütün cisim boyu yayılır. Nəticədə, istilikkeçirmə baş verir. Metalların istilikkeçiriciliyi sərbəst elektronların hesabına daha böyük olur. Sərbəst elektronlar metal daxilində yerini dəyişərək, istiliyi cismin çox qızmış hissəsindən az qızmış hissəsinə daşıyırlar. İstilikkeçirmədə sərbəst elektron qazının mühüm rolunu Videman-Frans qanunu da sübut edir.

Bərk cisimlərin istilikkeçiriciliyi daha çox onların quruluşundan asılıdır. Məsaməli cisimlərin istilikkeçirmə əmsalı daha kiçik olur. Adətən, tikintidə arakəsmə divarlarında elə materiallardan istifadə olunur ki, onların istilikkeçirmə əmsalı kiçik olsun, qızdırıcı cihazların istilikkeçirmə əmsalı isə əksinə, böyük olur.

Əgər mayenin (yaxud qazın) çox qızmış hissəsi soyuq hissəsindən aşağıda yerləşərsə, onlarda istiliyin daşınmasını konveksiya da gücləndirə bilər. **Konveksiya** istiliyin maye, yaxud qaz axınları ilə öütürülməsinə deyilir. İstilikkeçirmədən fərqli olaraq konveksiyada istiliyin ötürülməsi maddə daşınması ilə müşayiət olunur.

Temperaturun yayılması. Bərk cisimlərdə istilik yayıldıqca, onun temperaturu artır, necə deyərlər, cisim qızır. Qızdırılma prosesi başlayandan müəyyən müddət sonra yüksək temperaturlu oblast qızdırılma yerindən cisim boyu yayılır. Temperaturun bu yayılma prosesi istilikkeçirmədən fərqli olaraq temperatur keçiriciliyi adlanır. Onun sürəti təkcə cisimin χ istilikkeçirmə əmsalından deyil, həmçinin c xüsusi istilik tutumundan və cismin ρ sıxlığından asılıdır. Təcrübə və nəzəriyyə göstərir ki, bu sürət

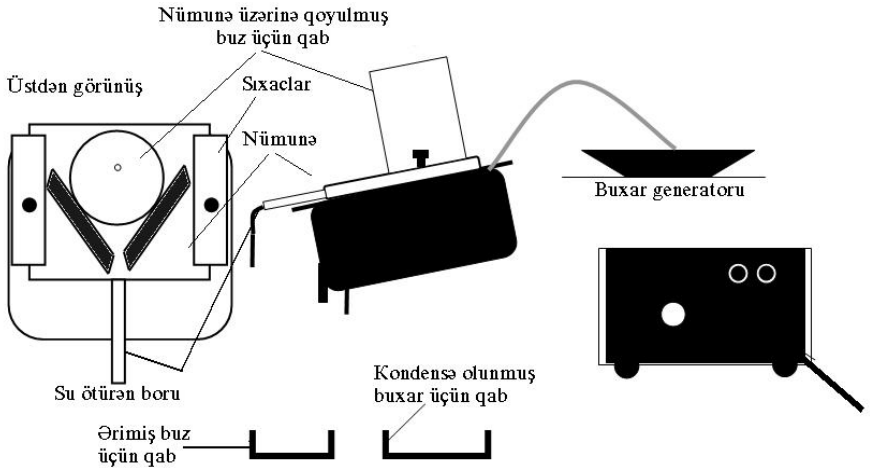
$$K=\frac{\chi}{c\cdot\rho} \tag{7}$$

nisbəti ilə təyin olunur. Cismin soyuma yaxud qızma sürətini xarakterizə edən K kəmiyyəti temperatur keçiriciliyi əmsalı adlanır. (6) ifadəsindən göründüyü kimi, K-nın ölçü vahidi: $[K]=1\frac{m^2}{s}$-dir.

Dəmirin istilikkeçirmə əmsalı $\left(\chi_d = 67{,}2\frac{C}{m\cdot K\cdot s}\right)$ qurğuşunun istilikkeçirmə əmsalından $\left(\chi_q = 35{,}3\frac{C}{m\cdot K\cdot s}\right)$ iki dəfə böük olmasına baxmayaraq qurğuşun dəmirdən daha sürətli qızın (yaxud soyuyur). Bu onu göstərir ki, qurğuşunun temperatur keçirmə əmsalı dəmirikindən daha böyükdür.

Bərk cisimlərin istilikkeçirmə əmsalının təyini

Bərk cisimlərin istilikkeçirmə əmsalını təyin etmək üçün istifadə olunan qurğunun ümumi görünüşü 2-ci şəkildə təsvir edilmişdir.



Şəkil 2. Bərk cisimlərin istilikkeçirmə əmsalını təyin etmək üçün istifadə olunan qurğu.

Qurğu üzərinə nümunə və buz qabı yerləşdirilmiş buxar kamerasından ibarətdir. Təcrubi qurğunun əsas hissələri – buxar generatorundan, buxar kamerasından, kamera üzərinə nümunəni bərkitmək üçün sıxaclardan, tədqiq olunan nümunələrdən, nümunə üzərində yerləşdirilən buz qabından, əriyən buzu toplamaq üçün qabdan və buxarın kondensasiyası nəticəsində alınan suyu toplamaq üçün qabdan ibarətdir.

Buxar kamerasının üzərinə qoyulmuş nümunənin alt səthi 100^0C temperaturda, üst səthi isə 0^0C-də (buzun ərimə temperaturunda) saxlanılır.

Buzun əriməsinə sərf olunan istilik miqdarı

$$\Delta Q = Lm \qquad (8)$$

düsturu ilə tapılır. Burada L – xüsusi ərimə istiliyi olub, ərimə temperaturunda götürülmüş 1 kq buzun tamamilə əriməsi üçün lazım olan istilik miqdarıdır. Buz üçün xüsusi ərimə istiliyini $L = 80\frac{kal}{qram} = 335\frac{kC}{kq}$ götürməli. ΔQ-nün (8) ifadəsini, istilikkeçirmə əmsalı üçün yazılmış (5) tənliyində nəzərə alsaq χ-nı

$$\chi = \frac{\Delta Q \cdot h}{\Delta S \cdot \Delta T \cdot \Delta t} \tag{9}$$

tənliyi ilə hesablamaq olar. Burada h – tədqiq olunan nümunənin qalınlığıdır.

İşin gedişi:

1. Silindr formalı buz qabına (qəlibə) su tökərək buz hazırlanır. Bunun yaxşı əriməsi üçün suya köpüklənməyən yuyucu toz əlavə olunur. Suyu dondurarkən qabın qapağını açıq saxlamalı;
2. Buzun qəlibdən asan qopması üçün qabı ilıq su ilə islatmalı;
3. Nümunənin h qalınlığını ölçməli və cədvəldə qeyd etməli;
4. Tədqiq olunan nümunəni sıxaclar vasitəsi ilə 2-ci şəkildə göstərildiyi kimi buxar kamerasının üzərinə bərkitməli;

Qeyd: Buzu qəlibdən məcburi çıxartmaq olmaz.

5. Buzu qəlibdən çıxarmamalı, lakin elə etməli ki, buz parçası qabın içində sərbəst olsun. Buz parçasının d_1 diametrini ölçüb, nəticəni cədvəldə qeyd etməli; qabı ağzı aşağı olmaqla şəkil 2-də göstərildiyi kimi nümunənin üzərinə qoymalı və buzun sərbəst əriməsini gözləməli;
6. Əriyən buzun nümunə ilə yaxşı təmasda olması üçün bir neçə dəqiqə gözləməli (buz əriməyə başlayan anda təcrübi qiymət götürmək olmaz, çünki bu zaman buzun üst hissəsinin temperaturu 0^0C-dən aşağı olur);
7. Buz ərimə sürətini təyin etmək üçün:

a) buzun əriməsindən alınan suyu toplamaq üçün istifadə olunan qabı tərəzidə çəkib, kütləsini cədvəldə qeyd etməli;

b) t_a=10 dəq müddətində buzun əriməsindən alınan suyu qaba yığmalı;

c) su ilə birlikdə qabın kütləsini təyin edib, nəticəni cədvəldə qeyd etməli;

d) su ilə birlikdə qabın kütləsindən boş qabın kütləsini çıxararaq ərimiş buzun m_b kütləsini tapmalı;

8. Generatordan buxar kamerasına buxar buraxmalı, temperaturun sabitləşməsi və istilik axınının qərarlaşması üçün bir neçə dəqiqə gözləməli;
9. Buzun əriməsindən alınan suyu toplamaq üçün istifadə olunan qabı boşaltmalı və 7-ci bənddəki ardıcıllığı buxar kamerasında buxarın olduğu hal üçün təkrar etməli. İstilik axınının maksimum halı üçün əriyən buzdan alınan suyun m_s kütləsini və t ərimə müddətini təyin etməli;
10. Təcrübənin sonunda buz parçasının d_2 diametrini cədvəldə qeyd etməli.

Ölçmələr və laboratoriya işinin hesabatı

1. Buz parçasının diametrinin təcrübədən təyin edilmiş d_1 və d_2 qiymətlərinə görə d-nin orta qiymətini tapmalı;
2. d-nin orta qiymətinə əsasən buzun nümunə ilə toxunan səthinin sahəsini $S = \frac{\pi d^2}{4}$ düsturuna əsasən hesablamalı. Buzun yalnız S səthi nümunə ilə təmasda olur;
3. Tərəzidə buzun əriməsindən alınan suyun m_b kütləsini tapıb, onu t_a ərimə müddətinə bölərək, R_a ərimə sürətini tapmalı. Kameraya buxar verdikdən sonra ərimiş buzdan alınan suyun tərəzidə m_s kütləsini tapıb onu $t_{ər}$ müddətinə bölərək, R ərimə sürətini tapmalı. Buzun temperatur qradiyenti hesabına yaranan ərimə sürətini $R_o = R_a - R$ kimi təyin etməli;
4. Nümunənin istilikkeçirmə əmsalı χ-nı

$$\chi\left(\frac{\text{kal}}{\text{sm}\cdot\text{K}\cdot\text{s}}\right) = \frac{(R_0)\cdot\left(80\frac{\text{kal}}{\text{q}}\right)\cdot\text{h}}{S\cdot\Delta T} \qquad (10)$$

düsturu ilə hesablamalı. ΔT üçün suyun qanynama temperaturu (100^0C) ilə buzun ərimə temperaturu (0^0C) fərqini götürməli.

Tədqiqat üçün şüşə, qranit, quru taxta parçası və s. materiallardan istifadə oluna bilər.

Təcrübi qiymətlər və hesablamanın nəticələri

H	D_1	D_2	t_a	m_{wa}	T	m_w	$\bar{d}$	S	R_a	R	R_0

Tədqiq olunan materialların sorğu kitablarından götürülmüş qüvvələri

Nümunənin adı	$\frac{\text{kal}}{\text{sm.san}\cdot\text{K}}$	$\frac{\text{Vt}}{\text{m.K}}$
Taxta (ağac)	$206\text{-}3{,}3\times10^{-4}$	0,11-0,14
Yastı daş (qranit)	$10{,}3\times10^{-4}$	0,43
Şüşə	$17{,}2\text{-}20{,}6\times10^{-4}$	0,72-0,86

6 NAQİLLƏRİN XÜSUSİ MÜQAVİMƏTİNİN TƏYİNİ

***İşin məqsədi**: Naqilin xüsusi müqavimətini təyin etməkdən ibarətdir.*

***Ləvazimatlar:** Tədqiq olunan naqil, xüsusi müqaviməti təyin etmək üçün qurğu, ştanger-pərgar, mikrometr.*

Nəzəri məlumat

Naqilin halı dəyişmirsə (temperaturu, ölçüləri və s.), onda hər bir naqil üçün uclarına tətbiq olunmuş U gərginliyi ilə ondan axan I cərəyan şiddəti arasında bir-qiymətli asılılıq mövcuddur. $I=f(U)$ asılılığı verilmiş naqilin volt-amper xarakteristikası adlanır. Bir çox naqillər üçün, xüsusilə metallar üçün aşağıdakı asılılıq doğrudur:

$$I = \Lambda U \tag{1}$$

Λ - naqilin elektrik keçiriciliyi, keçiriciliyin tərs qiyməti $R=1/\Lambda$ isə naqilin elektrik müqaviməti adlanır. Onda:

$$I = \frac{U}{R}. \tag{2}$$

(2) ifadəsi Om qanunu adlanır. Bu qanuna görə naqildən keçən cərəyan şüddəti onun uclarındakı gərginliklə düz, onun müqavimət ilə tərs mütənasibdir. Müxtəlif naqillərin müqaviməti müxtəlif olub, naqilin maddəsinin növündən, onun həndəsi ölçülərindən, formasından və həmçinin naqilin halından asılı olur. (2) ifadəsi sonlu naqil hissəsindəki gərginliklə cərəyan şiddəti arasındakı asılılığı xarakterizə etdiyindən, bəzən Om qanununun inteqral şəkli adlandırılır. İnteqral şəkildə Om qanunu naqilin müqavimətinin vahidini təyin etməyə imkan verir. Beynəlxalq sistemdə $[U]=1V$, $[I]=1A$ olduğundan $[R]=\frac{[U]}{[I]}=1\frac{V}{A}=1Om$ alınar və müqavimə-tin bu vahidi Om adlanır. 1 Om elə naqilin müqavimətidir ki, onun uclarındakı gərginlik 1V olduqda ondan $1A$ cərəyan axsın.

Naqilin müqavimətinin maddənin materialından və onun həndəsi ölçülərindən asılılığı aşağıdakı kimi ifadə edilir:

$$R = \rho\frac{l}{S} \tag{3}$$

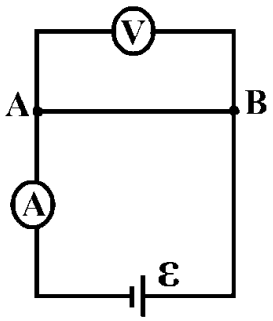
Burada, R-naqilin müqaviməti, l -uzunluğu, S- en kəsiyinin sahəsi, ρ -isə xüsusi müqavimətdir. Xüsusi müqavimət vahidi

$$[\rho]=\frac{[R][S]}{[l]}=1\frac{Om\cdot m^2}{m}=1Om\cdot m \quad \text{- dir.}$$

(2)-dən göründüyü kimi xüsusi müqaviməti tapmaq üçün naqilin müəyyən hissəsinin uzunluğunu, müqavimətini və en kəsiyinin sahəsini ölçmək lazımdır. Müqaviməti ölçmək üçün şəkil 1- də təsvir edilmiş sadə elektrik sxemi yığılır.

Dövrənin AB hissəsi müqaviməti ölçülən naqili, $\mathcal{E}$ -cərəyan mənbəyini, A- ampermetri, V- voltmetri göstərir. Naqilin en kəsiyini dairə qəbul edərək,

$S=\frac{\pi d^2}{4}$ olduğunu nəzərə alsaq, (2) və (3)-dən ρ üçün



Şəkil 1. Naqilin müqavimətini ölçmək üçün elektrik sxemi.

$$\rho=\frac{RS}{l}=\frac{R\pi d^2}{4l}=\frac{U}{I}\frac{\pi d^2}{4l} \qquad (4)$$

alarıq. U-gərginliyi voltmetrlə, $İ$ – cərəyan şiddəti ampermetrlə, l - uzunluğu ştangenpərgarla, d – diametri isə mikromertlə ölçülür.

İşin gedişi:

1. Naqilin bütün uzunluğu boyunca onun S en kəsiyinin eyni olduğunu yoxlamalı. Bunun üçün mikrometrlə naqilin uzunluğu boyunca bir neçə nöqtədə onun diametri ölçülür və nəticə

$$d=\bar{d}\pm\Delta d=\bar{d}\left(1\pm\frac{\Delta d}{\bar{d}}\right)$$

şəklində yazılır. Təcürbədən alınan qiymətləri cədvəl 1-də yerinə yazılır.

$$S=\frac{\pi d^2}{4}=const$$

şərti ödənilməlidir.

Fərz edək ki, $\bar{d}=0.5mm, d=0.01mm$ -dir. Onda ölçünün nəticəsi

$$d=\bar{d}\pm\Delta d=(0{,}5\pm0{,}01)mm$$

kimi yazılmalıdır. Təxmini hesablamalar üçün (4) dusturunda, ora daxil olan kəmiyyətlərin orta qiymətləri yazılır. Həqiqətdə isə bu kəmiyyətlər müəyyən xəta ilə ölçülür:

$$U=\bar{U}\pm\Delta U, I=\bar{I}\pm\Delta I, l=\bar{l}\pm\Delta l, \quad d=\bar{d}\pm\Delta d$$

.

Bunları nəzərə alsaq naqilin xüsusi müqavimətini hesablamaq üçün (4) düsturu aşağıdakı kimi yazılır.

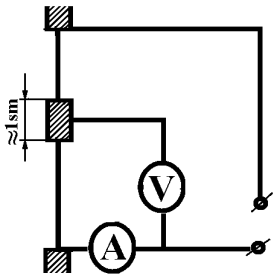
$$\rho=\frac{\pi}{4}\frac{(\bar{U}\pm\Delta U)(\bar{d}\pm\Delta d)^2}{(\bar{I}\pm\Delta I)(\bar{l}\pm\Delta l)} \qquad (5)$$

2. Naqilin bütün uzunluğu boyunca bircinsli olduğunu yoxlamalı. Əgər S və ρ sabitdirsə,

$$R = \rho \frac{l}{S} = const \qquad (6)$$

şərti ödənilməlidir.

Təcrübədə bu belə yoxlanılır: l-in müxtəlif qiymətlərindən (ən azı 10) $l = l_0$ ilə l_{min} = (0.2÷0.3) l_0 intervalında naqilin müqaviməti ölçülür. Bu məqsədlə şəkil 2-dəki kimi sürüşkən kontaktı olan sxemdən istifadə olunur (l_0 – naqilin uzunluğudur). sonra alinan nəticələr cədvəl 2-də yazılır və R-in l-dən asılılq qrafiki qurulur. Əgər təcürbədən alınan nəticələr bir düz xətt boyunca yerləşirsə deməli, (6) ifadəsi doğrudur.



Şəkil 2. Sürüşkən kontaktı olan elektrik sxemi

Cədvəl 1.

d_1	d_2	d_3	$\overline{d}$	Δd	$\frac{\Delta d}{\overline{d}}$

Cədvəl 2.

$\overline{l}$	Δl	U	ΔU	I	ΔI	d	Δd	ρ	Δρ	$\rho = \overline{\rho} + \Delta\rho$

7 YERİN MAQNİT SAHƏSİNİN İNDUKSİYASININ ÜFÜQİ, ŞAQULİ TOPLANANLARININ VƏ TAM QİYMƏTİNİN TƏYİNİ

İşin məqsədi: *Yerin maqnit sahəsinin induksiyasının üfüqi toplananını, onun tam qiymətini və maqnit meyl bucağını müəyyən etməkdir.*

Ləvazimat*: maqnit sahəsi sensoru, Holl-Qauss kamerası, fırlanma hərəkəti sensoru, maqnit əqrəbi, universal sıxaclar, uzunluğu 45sm olan antiferromaqnit çubuq, interfeys, "Data Studio" proqram təminatı*

Maqnetizm bəhsinə aid olan bəzi anlayışlar, qaydalar və qanunlar

Ersted 1820-ci ildə ilk dəfə cərəyanlı naqilin ətrafında maqnit sahəsinin varlığını kəşf etmişdir. Sonralar Amper təcrübi olaraq müəyyən etmişdir ki, cərəyanlı naqillər arasında da qarşılıqlı təsir yaranır. Cərəyanlar eyni istiqamətli olduqda naqillər bir-birini cəzb, əks istiqamətli olduqda isə dəf edir.

Cərəyanlı naqillər arasındakı qarşılıqlı təsir **maqnit qarşılıqlı təsiri** adlanır.

Bu qarşılıqlı təsir **maqnit sahəsi** vasitəsilə baş verir. Birinci cərəyanlı naqilin ətrafında yaranan maqnit sahəsi ikinci cərəyanlı naqilə, ikinci cərəyanlı naqilin ətrafında yaranan maqnit sahəsi isə birinci naqilə təsir edir.

Maqnit sahəsini:

a) elektrik cərəyanı,

b) hərəkət edən elektrik yükü,

c) sabit maqnit və

d) zamana görə dəyişən elektrik sahəsi yarada bilər.

Maqnit sahəsinin əsas xarakteristikası **maqnit induksiya vektorudur** $\left(\vec{B}\right)$**.**

Maqnit sahəsinə daxil edilmiş cərəyanlı elementar kontura təsir edən maksimal qüvvə momentinin konturun maqnit momentinə olan nisbətinə maqnit sahəsinin induksiyası deyilir.

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m} \tag{1}$$

Burada, $\vec{P}_m = I \cdot S\vec{n}$ cərəyanlı konturun maqnit momentidir, $\vec{n}$ - konturun müsbət normalı, *I* - konturdan axan cərəyan şiddəti, *S* - konturun əhatə etdiyi sahədir. BS-də maqnit induksiyasının vahidi ***1 Tesladır:*** $1Tl = 1\frac{N}{A \cdot m}$ -dir.

Qauss vahidlər sistemində maqnit sahəsinin induksiyasının vahidi olaraq ***1 Qauss (1Qs)*** qəbul edilmişdir. $1Tl = 10^4 Qs$.

Maqnit induksiya vektorunun istiqaməti olaraq maqnit əqrəbinin şimal (N) qütbünün göstərdiyi istiqamət götürülür.

Cərəyanın maqnit induksiya vektorunun istiqamətini isə **sağ burğu qaydas**ı ilə təyin edirlər. Burğu qaydası belədir: *burğunun irəliləmə hərəkəti naqildə cərəyanın axma istiqamətindədirsə, burğu dəstəyinin fırlanma istiqaməti maqnit induksiyası vektorunun istiqaməti ilə üst-üstə düşür*.

Maqnit sahəsini qrafiki təsvir etmək üçün **maqnit induksiya xətləri** anlayışından istifadə edilir. Maqnit induksiya xətti elə xəttə deyilir ki, onun hər bir nöqtəsinə çəkilən toxunan həmin nöqtədə maqnit induksiya vektoru ilə üst-üstə düşür. İnduksiya xətlərinin sıxlığı, yəni qüvvə xəttinə perpendikulyar qoyulmuş 1 m^2 səthdən keçən induksiya xətlərinin sayı isə B vektorunun ədədi qiymətini göstərir. Maqnit induksiya xətləri qapalı xətlər olub, başlanğıcı və sonu yoxdur. ***Qüvvə xətləri qapalı olan sahəyə burulğanlı sahə*** deyilir. Maqnit sahəsi burulğanlı sahədir.

Maqnit induksiyası ilə yanaşı maqnit sahəsini xarakterizə etmək üçün ***maqnit sahəsinin intensivliyi*** anlayışından da istifadə edilir.

Maqnit sahəsinin intensivliyi formal vektor olub, fiziki mənaya malik deyildir və belə təyin edilir:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \qquad (2)$$

$\vec{B}$ - maqnit sahəsinin induksiya vektoru, $\vec{J}$ - maqnitlənmə vektorudur.

Əgər maqnetik (maqnitlənə bilən mühit) izotropdursa, $\vec{J} = \chi\vec{H}$ olur və belə mühitdə $\vec{B}$ maqnit induksiya vektoru ilə $\vec{H}$ -intensivlik vektoru arasında əlaqə

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} \qquad (3)$$

kimi olur. Burada, $\mu = 1 + \chi$ - mühitin maqnit nüfuzluğu, χ - mühitin maqnit qavrayıcılığı, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\frac{Hn}{m}$ isə maqnit sabitidir. μ və χ – adsız kəmiyyətlərdir.

Maqnetiklər μ və ya χ -nin qiymətlərinə görə əsasən 3 qrupa bölünür:

1. Diamaqnitlər ($\mu < 1$, $\chi < 0$);
2. Paramaqnitlər ($\mu > 1$, $\chi > 0$);
3. Ferromaqnitlər ($\mu >> 1$, $\chi >> 0$).

Elementar *Idl* cərəyan elementindən r məsafədə yerləşən hər hansı nöqtədə cərəyanın yaratdığı maqnit induksiyası Bio- Savar-Laplas qanununa görə

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \cdot dl \cdot \sin\theta}{r^2} \tag{4}$$

ifadəsi ilə hesablanlr. Burada I – naqildən axan cərəyan şiddəti, dl - naqilin elementar uzunluğu, Idl - cərəyan elementi, θ isə Idl cərəyan elementi ilə r radius vektoru arasındakı bucaqdır.

Hərəkət edən yükün yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyası:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \cdot \upsilon \cdot \sin\theta}{r^2} \tag{5}$$

Burada, υ - yükün hərəkət sürəti, θ isə υ ilə r radius vektoru arasındakı bucaqdır.

Maqnit sahəsi induksiyası vektoru üçün **superpozisiya** prinsipi: Hər biri maqnit sahəsi yaradan bir neçə cərəyan elementinin müəyyən nöqtədə yaratdıqları yekun maqnit sahəsinin induksiyası, ayrı-ayrı cərəyan elementlərinin bu nöqtədə yaratdıqları maqnit induksiyalarının vektoru cəminə bərabərdir.

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{n} \vec{B}_i \tag{6}$$

Sonsuz uzun düz cərəyanlı naqilin R qədər məsafədə yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyası

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \tag{7}$$

ifadəsi ilə hesablanır.

R radiuslu dairəvi cərəyanın çevrənin mərkəzində yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyası:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R} \tag{8}$$

$İ$ – cərəyan şiddəti , R isə dairəvi konturun radiusudur.

Cərəyanlı sarğacın daxilində yaranan bircinsli maqnit sahəsinin induksiyası belə təyin olunur:

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I \text{ və ya } B = \mu_0 nI \tag{9}$$

$n = \frac{N}{l}$ olub, sarğacın vahid uzunluğuna düşən sarğıların sayıdır.

Cərəyanlı naqilə maqnit sahəsində təsir edən Amper qüvvəsi

$$F_A = IBl\sin\theta \tag{10}$$

l - naqilin uzunluğudur.

Maqnit sahəsində υ - sürətlə hərəkət edən q-yükünə təsir edən Lorens qüvvəsi aşağıdakı kimi təyin edilir.

$$F_l = q\upsilon B\sin\theta \tag{11}$$

Paralel cərəyanların qarşılıqlı təsir qüvvəsi. Vakuumda bir-birindən R qədər məsafədə yerləşdirilmiş sonsuz üzünə iki paralel cərəyanlı düz naqilin hər bir dl elementinin qarşılıqlı təsir qüvvəsi:

$$dF = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{R} dl \tag{12}$$

I_1 və I_2 naqillərdən axan cərəyan şiddətləridir

Tam cərəyan qanunu:

Maqnit sahəsinin induksiya vektorunun qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası (burulğanı) μ_0 ilə qapalı kontur daxilində qalan cərəyan şiddətlərin cəbri cəmi hasilinə bərabərdir:

$$\oint_l B_l dl = \mu_0 \sum_{i=1}^{n} I_i \qquad (13)$$

Maqnit induksiya vektorunun dS səthindən keçən seli :

$$d\Phi = \vec{B}d\vec{S} = BdS\cos\alpha = B_n dS \qquad (14)$$

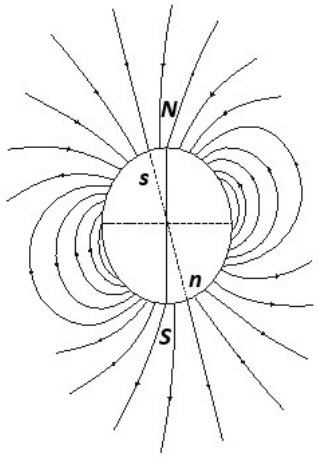
Burada, α - səthin normalı ilə B vektoru arasındakı bucaqdır.

Maqnit sahəsi üçün Qauss teoremi: *maqnit induksiya vektorunun qapalı səthdən keçən seli sıfıra bərabərdir*

$$\oint B_n dS = 0 \qquad (15)$$

Yer maqnetizmi haqqında. Yer kürəsi nəhəng maqnitdir və ona görə də o maqnit sahəsi ilə əhatə edilmişdir. Yerin maqnit qütbləri onun coğrafi qütblərinin üzərinə düşmür və zaman keçdikcə öz yerlərini dəyişirlər. Məsələn, 1600-cü ildə Yerin coğrafi şimal qütbünün yaxınlığında yerləşən cənub maqnit qütbü 78º en dairəsi və 59º qərb uzunluğunda olduğu halda son illərdə bu maqnit qütbü 71º en dairəsi və 96º qərb uzunluğunda yerləşir. Yerin maqnit qütblərinin yerdəyişməsinin səbəbi indiyə kimi öyrənilməmişdir.

Yerin maqnit sahəsinin qüvvə xətləri 1-ci şəkildə göstərilmişdir. Təcrübə göstərir ki, yerin maqnit sahəsinin induksiyası ekvatorda *üfüqi*, qütblərdə isə şaquli istiqamətdədir. Yerin qalan nöqtələrində isə bu sahənin tam induksiya vektoru üfuqi müstəvi ilə müəyyən bucaq təşkil edir. Bu bucaq ***maqnit meyli*** adlanır. Maqnit sahə induksiyasının üfüqi proyeksiyasına Yer maqnetizminin **üfüqi toplananı** (B_0) deyilir. Üfüqi toplananın (B_0) istiqaməti maqnit meredianının istiqaməti kimi qəbul edilir. Bu meridiandan keçən şaquli müstəviyə **maqnit müstəvisi** deyilir.



Şəkil 1. Yerin maqnit sahəsinin qüvvə xətləri

Yerin coğrafi və maqnit meredianları arasında əmələ gələn bucağa ***maqnit inhirafı*** deyilir. Yerin maqnit sahəsi, əsasən "Yer maqnetizminin elementləri" adlanan ***B_0- induksiya vektorunun üfüqi toplananı, maqnit meyli və maqnit inhirafı*** ilə xarakterizə olunur.

Maqnit qütblərində maqnit sahəsi induksiyasının üfuqi toplananı B_0=0, ekvtorda isə B_0-ın qiyməti maksimuma çatır. B_0-ın maksimum qiyməti 0,5Qs-dan kiçikdir. Uzun müddət ərzində aparılan təcrübə və müşahidələrdən müəyyən edilmişdir ki, **Yer maqnetizminin elementlərinin**

qiyməti sabit qalmayıb, zaman keçdikcə dəyişir. Bu elementlər hətta gecə-gündüz ərzində də dəyişir. Bu zaman ən çox dəyişən meyldir, intiraf və B_0 kəmiyyətləri az dəyişir və onların dəyişməsi meylin dəyişməsinin əksinə olur; bu səbəbdən maqnit induksiyasının tam qiymətinin gecə-gündüz dəyişməsi ümumiyyətlə çox kiçikdir. Müəyyən edilmişdir ki, gecə dəyişmələri gündüzə nisbətən azdır və ekvatora tərəf getdikcə azalır. Gecə-gündüz dəyişmələri yay fəslində qışa nisbətən daha çoxdur. Müşahidələr göstərir ki, inhirafın orta illik qiyməti zaman keçdikcə periodik olaraq dəyişir .Bu dəyişmə **"əsr dəyişməsi**" adlanır. Əsr dəyişmələrinin periodu təqribən 450 ildir.

Göstərilən periodik dəyişmələrdən başqa, Yerin maqnit sahəsində qısa müddətli və periodik olmayan güclü dəyişmələr də müşahidə olunur. Belə dəyişmələr **maqnit tufanları** adlanır. Maqnit tufanları elə qiymətə çata bilir ki, kompasın işləməsi anomal olur; telefon xətlərində induksiya cərəyanları əmələ gəldiyindən bu xətlərdə rabitə pozulur. Müşahidələr göstərir ki, maqnit tufanları ilə "qütb parıltıları" eyni vaxtda müşahidə olunur və hadisələrin hər ikisi Günəşin səthində maqnit aktivliyinin dəyişməsi və ya Günəşin səthində periodik olaraq (hadisənin periodu təqribən 11 ildir) yaranan ləkələrin varlığı ilə əlaqədardır. Günəşin fəaliyyətinin maksimum olduğu periodlarda onun səthindən çoxlu miqdarda, yüksək enerjili elektron və ionlar kosmik fəzaya atılır.

Yerin maqnit sahəsinə daxil olan bu yüklü zərrəciklər Lorens qüvvələrinin təsirindən onun maqnit qütblərinə doğru spiral xətti üzrə hərəkət edirlər. Belə zərrəciklər maqnit qütbü yaxınlığında havanı ionlaşdıraraq, onun atom və molekulkullarının həyəcanlanmasına- **qütb parıltısına** səbəb olurlar.

Maqnit tufanları Yerin maqnit sahəsində əmələ gələn qısa müddətli anomallıqdan ibarətdir. Yer kürəsinin bəzi rayonlarında (yerli) anomallıq da müşahidə olunur. Bu rayonlarda (məsələn, Rusiyada Kursk anomallığı) Yer maqnetizminin elementləri kəskin dəyişir. Məsələn həmin məkanda Yerin maqnit sahəsinin induksiyasının qiyməti, həmin en dairəsindəki başqa məkanlara nisbətən 5,5 dəfə böyük olur. Bu anomallığı Yerin səthinə yaxın qatlarındakı maqnitləşmiş süxurlar əmələ gətirirlər. Belə süxurlar adətən tərkibində dəmir olan minerallardan ibarətdir.

Yerin maqnit sahəsinin varlığı, atmosferdə və əsasən onun maqnitosfer adlanan hissəsində baş verən bir çox fiziki hadisələrə ciddi təsir göstərir. Maqnitosfer Yer səthindən on minlərlə kilometr məsafəyə qədər öz təsirini saxlayır.

Maqnitosfer müxtəlif növ və müxtəlif enerjiyə malik olan yüklü zərrəciklərlə doludur. Yüklü zərrəciklər Yerin maqnit qütbləri arasında qüvvə xətləri boyunca hərəkət edir. Qütblərdə maqnit sahəsinin qüvvə xətləri sıxlaşır və ona görə də yüklü zərrəciklər qütblərdən, maqnit güzgülərindən olduğu kimi əks olunur.

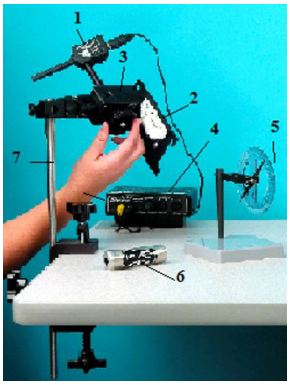
Yerin radiasiya xassələrini təsvir etmək üçün maqnitosferi radiasiya zonalarına ayırırlar. Hər bir zona, hissəcik axını ilə mütənasib olan şüalanma dozası ilə xarakterizə olunur. Birinci və ikinci radiasiya zonaları Yer səthindən 1000-4000 km məsafəyə qədər yayılır. Bu zona ən təhlükəli zona hesab olunur və buradakı elektronların enerjisi $E_e > 2MeV$ tərtibindədir. Xarici radiasiya zonasındakı elektronların enerjisi $E_e \sim 150$ keV tərtibinə enir.

Yerin radiasiya zonasının mənşəyi kosmik şüalardır. Yer maqnitosferinə daimi olaraq "günəş küləyi" təsir edir. "Günəş küləyi" əsasən Günəş səthindən atılan protonlar və başqa yüngül nüvələrdir. Onlar təxminən 300 km/san sürətlə Yer orbiti ətrafında hərəkət edirlər.

Maqnitosfera ilə "günəş küləyinin " qarşılıqlı təsiri nəticəsində yerdə "qütb parıltıları" yaranır.

Yerin maqnit sahəsi iki hissədən ibarətdir:

1. Sabit və ya əsas sahə;
2. Dəyişən sahə.



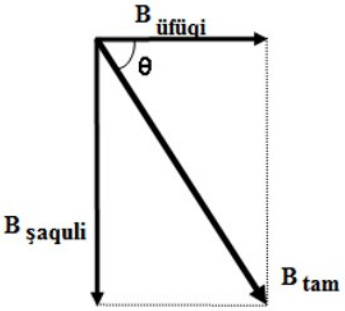
Şəkil 2. Yerin maqnit sahəsi induksiyasının toplananlarının təyini qurğusu

Dəyişən hissəyə gecə-gündüz dəyişmələri, maqnit tufanları, sahədə təkrar baş verən kiçik dəyişmələr(variasiyalar) və s. aiddir.

Yerin əsas maqnit sahəsinin mənşəyi müəyyən edilməmişdir. Maqnito-hidrodinamik fərziyyəyə görə Yerin əsas maqnit sahəsinin yaranmasına səbəb, Yer nüvəsində ionlaşmış mayenin olmasıdır. Yerin öz oxu ətrafında fırlanması nəticəsində bu mayenin ionları da fırlanaraq dairəvi cərəyanlar yaradırlar ki, bu da həmin cərəyanların ətrafında maqnit sahəsinin meydana gəlməsinə səbəb olur.Yer ətrafındakı radiasiya qurşaqlarının olmasının da Yerin maqnit sahəsinin yaranmasında rolu vardır.

Yerin maqnit sahəsinin induksiyasının qiyməti və istiqamətini müəyyən etmək üçün müxtəlif metodlar (məsələn, tangens qalvanometr) mövcuddur.

Lakin bu, laboratoriya işində məqsəd daha müasir üsulla təqribən 40^{o}-li paraleldə yerləşən Bakı şəhəri üçün,Yerin maqnit sahəsinin induksiyasının tam qiymətini, onun üfuqi və şaquli toplananlarının qiymətlərini müəyyən etməkdir. 2-ci şəkildə Yerin maqnit induksiya vektorunun tam qiyməti və onun üfüqi, həmçinin şaquli toplananları göstərilmişdir.Yerin maqnit sahəsinin induksiyasının Tam qiyməti ilə, onun üfüqi toplananı arasındakı θ bucağı **maqnit meyl bucağı** adlanır. Şəkil 3-ə əsasən meyl bucağının kosinusunu



Şəkil 3. Yerin maqnit sahəsinin istiqaməti

$$\cos\theta = \vec{B}_{üfüqi} \Big/ \vec{B}_{tam}$$

kimi yazmaq olar.

Təcrübi qurğunun təsviri və onun işə hazırlanması

Laboratoriya işində istifadə olunan qurğu 2-ci şəkildə göstərilmişdir. Qurğu aşağıdakı hissələrdən ibarətdir: 1- maqnit sahəsi sensoru, 2- bucaqölçən lövhə, 3- fırlanma hərəkəti sensoru, 4- interfeys, 5- maqnit əqrəbi, 6- Qauss kamerası, 7- maqnitsizləşdirilmiş çubuq.

1. Üzərinə bucaqölçən lövhə bərkidilmiş fırlanma hərəkəti sensorunu masadan müəyyən hündürlükdə maqnitsizləşdirilmiş çubuqa bağlayın. Bu zaman fırlanma hərəkəti sensoru əl ilə rahat döndərilə, maqnit sahəsi sensoru isə 360^0 bucaq altında sərbəst fırlana bilməlidir.
2. Fırlanma hərəkəti sensorunu interfeysin 1 və 2 rəqəmləri ilə qeyd olunan kanallarına, maqnit sahəsi sensorunu isə 4 rəqəmi ilə işarə olunan kanala qoşun.
3. Fırlanma hərəkəti sensorunun üzərindəki "100" dəfə böyütmə verən açarı işə saldıqdan sonra onun fırlanma istiqamətini qeyd edin.
4. "Date Studio"da "Yerin maqnit sahəsi" faylını açın.

İşin gedişi:

Tapşırıq 1. ***Yerin maqnit sahəsi induksiyasının üfuqi toplananının təyini***

1. Maqnit sahəsi sensorunun zondunu Qauss kamerasına bir neçə dəfə daxil etməklə maqnitsizləşdirib, sensoru fırlanma hərəkəti sensorunun yuvasına bərkidin və onun üzərindəki düyməni basın. Bu zaman sensorun zondu bucaqölçən lövhə ilə 90^0-lik bucaq əmələ gətirməlidir.

2. Maqnit əqrəbini üfuqi vəziyyətdə yerləşdirərək, onu və fırlanma hərəkəti sensorunu bir düz xətt boyunca yönəldin.

3. Maqnit sahəsi sensorunu Yerin maqnit sahəsinə perpendikulyar olmaqla fırladın. Fırlanma hərəkəti sensorunu əl ilə fırlatmaqla kompüterin monitorunda dönmə bucağının zamandan asılılıq qrafikini alın. Alınan qrafikdəki maksimumlara uyğunYerin maqnit sahəsinin induksiyasının üfüqi toplananının qiymətini (Qaussla) muəyyənləşdirin.

4. Qrafik "Date Studio"da "Start" düyməsini basmaqla alınır. Oeyd edək ki, maqnit sahəsinin sensoru 360^0 döndükdə qrafikin yazılışı tamamlanır.

5. Qrafikin yazılışı zamanı yaranan maqnit küylərini silmək üçün "Date Studio"da "Qəbul" düyməsi basılır və nəticədə hamar əyri alınır.

6. Kursorun köməyi ilə əyridə pik nöqtəsi tapılır və ona əsasən Yerin naqnit sahəsinin induksiyasının üfuqi toplananının maksimum qiyməti müəyyən edilir.

Tapşırıq 2. ***Yerin maqnit sahəsinin tam induksiyasının və maqnit meyl bucağının təyini***

1. Maqnit sahəsi sensoru fırlanma hərəkəti sensorunda elə yerləşdirilməlidir ki, o **şaquli mustəvidə** fırlana bilsin. Bu halda fırlanma hərəkəti sensoru maqnit əqrəbinin göstərdiyi istiqamətə yönəldilməli və bucaqölçən "sıfır" dərəcəni göstərməlidir.

2. Təcrübəyə başlamazdan əvvəl maqnit sahəsi sensorunun sondunu Qauss kamerasında maqnitsizləşdirib onun üzərindəki düyməni basmaq lazımdır.

3. Maqnit sahəsi sensorunu şaquli vəziyyətdə yerləşdirilib, "Date Studio"da "Start" düyməsini basıb sensoru şaquli müstəvidə fırlatsaq kompüterin monitorunda dönmə bucağının zamandan asılılıq qrafiki alınacaqdır. Qeyd edək ki, maqnit sahəsinin sensoru 360^0 döndükdə qrafikin yazılışı tamamlanır.

4. Qrafikin yazılışı zamanı yaranan maqnit küylərini silmək, yəni qrafiki hamarlamaq üçün "Data Studio"da "Qəbul" düyməsini basmaq lazımdır.

5. Kursorun köməkliyi ilə dönmə bucağının zamandan asılılıq qrafikindəki piklərə əsasən Yerin maqnit sahəsi induksiyasının tam qiymətini tapmaq olur.

6. Maqnit sahəsi induksiyasının tam qiymətini və onun üfüqi toplananını bilməklə

$$\cos\theta = \frac{B_{üfuqi}}{B_{tam}}$$ düsturuna əsasən **maqnit meyl bucağı** hesablanır.

8 AMPER QANUNUNUN YOXLANILMASI

İşin məqsədi: *Maqnit sahəsində yerləşdirilmiş cərəyanlı naqilə sahə tərəfindən təsir edən qüvvənin nədən asılı olduğunu müəyyənləşdirməkdir.*

Ləvazimat: *Amper tərəzisi, alçaq gərginlikli sabit cərəyan mənbəyi, müxtəlif uzunluqlu keçirici naqillər, maqnit tutqacı, sabit maqnitlər, sayğac, dayaq, ampermetr, tərəzi ləvazimatları, kompüter, «Date Studio» proqramı təminatı.*

Maqnit sahəsinin cərəyanlı təsiri ilk dəfə Ersted aə Amper tərəfindən aşkar edilmiş, lakin Amper bu hadisəni hərtərəfli tədqiq etmişdir. Amper müəyyən etmişdir ki, maqnit sahəsi tərəfindən cərəyanlı naqilə təsir edən qüvvə (F), maqnit sahəsinin induksiyasından (B), naqilin aktiv uzunluğundan (I), naqildən axan cərəyan şiddətindən, həmçinin naqilin sahəyə nəzərən yerləşməsindən, daha doğrusu, cərəyanın istiqaməti ilə maqnit induksiya vektoru araısndakı θ bucağından asılıdır.

Amper qüvvəsinin modulu:

$$F = IB\ell \sin\theta \qquad (1)$$

düsturu ilə təyin edilir.

Amper qüvvəsinin istiqaməti isə sol əl qaydası ilə təyin olunur. Bu qaydaya görə: sol əl elə tutulur ki, $\vec{B}$ induksiya vektorunun naqilə perpendikulyar toplananı ovuca daxil olur, cərəyan dörd barmaq istiqamətində yönəlir, onda 90^0 açılmış baş barmaq Amper qüvvəsinin istiqamətini göstərir.

Amper qüvvəsi həm cərəyanın istiqamətinə, həm də $\vec{B}$ maqnit induksiya vektoruna perpendikulyar yönəlir. (1) düsturu göstərir ki, θ=0 olarsa, yəni cərəyanlı naqil bircins maqnit sahəsinin qüvvə xətlərinə paralel yerləşərsə, ona Amper qüvvəsi təsir etmir. Cərəyanlı naqil induksiya xətlərinə perpendikulyar olduqda, yəni $\theta = \frac{\pi}{2}$ qiymətində Amper qüvvəsi maksimal olur.

Paralel cərəyanların qarşılıqlı təsir qüvvəsini Amper qanununun tətbiqi ilə asanca almaq olar. Vakuumda bir-birindən R qədər məsafədə yerləşdirilmiş, sonsuz uzun, çox nazik iki paralel, cərəyanlı düz naqilin qarşılıqlı təsir qüvvəsini hesablayaq. I_2 cərəyanı axan naqilin hər bir dℓ elementi, I_1 cərəyanının yaratdığı maqnit sahəsində yerləşib. Bu sahənin maqnit induksiyası

$$B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1}{R} \qquad (2)$$

düsturu ilə hesablanır. Öz növbəsində I_1 cərəyanı axan anqilin hər bir dℓ elementi də I_2 cərəyanının yaratdığı maqnit sahəsində yerləşib və bu sahənin maqnit induksiyası isə

$$B_2 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_2}{R}$$

kimi təyin olunur. $I_2\overrightarrow{d\ell}$ cərəyan elementi və $\vec{B}_1$ vektoru arasındakı (o cümlədən $I_1\overrightarrow{d\ell}$ cərəyan elementi və $\vec{B}_2$ vektoru arasındakı) θ bucağı $\frac{\pi}{2}$-dir. Onda (1) düsturuna görə hər bir cərəyanlı naqilin vahid uzunluğuna təsir edən Amper qüvvəsi

$$\frac{dF_1}{d\ell} = I_1B_2 = \frac{dF_2}{d\ell} = I_2B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1I_2}{R} \qquad (3)$$

olacaqdır. Nyutonun III qanununa görə bu qüvvələr qiymətcə bərabər, istiqamətcə əksdir. Sol əl qaydasını tətbiq edərək, cərəyanların istiqaməti əks olduqda bu qüvvələrin itələmə qüvvələri, eyni olduqda isə cazibə qüvvələri olduğunu asanlıqla göstərmək olar

(3) düsturuna əsasən BS-də cərəyan şiddətinin vahidini – Amperi təyin etmək olar.

1 Amper elə dəyişməz cərəyan şiddətidir ki, o vakuumda bir-birindən 1 metr məsafədə olan iki sonsuz uzun, nazik, paralel naqillərdən axarkən, onların hər vahid uzunluğuna göstərilən təsir qüvvəsi $2\cdot10^{-7}$ N olur.

Cərəyan şiddəti amperin təyinindən istifadə edərək (3) ifadəsindən μ_0 – maqnit sabitinin qiymətini tapmaq olar. (3) düsturunda $I_1=I_2=1$ A, R=1 m və $\frac{dF}{d\ell} = 2\cdot10^{-7}\frac{N}{m}$ yazsaq,

$$\mu_0 = 4\pi\cdot10^{-7}\frac{Hn}{m}$$

alırıq.

Maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir edən qüvvə üçün Amper qnanununun yoxlanılması

Laboratoriya işində istifadə olunan təcrübi qurğu şəkildə göstərilmişdir. Sabit maqnitinin qütbləri arasında keçirici naqil yerləşdirilmiş maqnit tutqacı 0,01 q dəqiqliyinə malik qollu tərəzinin bir gözündən asılır və tərəzi tarazlığa gətirilir. Naqildən cərəyan axdıqda Amper qüvvəsinin təsiri ilə tərəzinin tarazlığı pozulur. Şübhəsiz, Amper qüvvəsinin qiyməti dəyişdikcə bu pozulmanın da qiyməti dəyişəcək. Amper qüvvəsinin naqildən axan cərəyan şiddətindən maqnit sahəsinin induksiyasından, naqilin «aktiv» uzunluğundan, həmçinin maqnit induksiyası vektoru ilə cərəyan şiddəti arasındakı θ bucağından asılılıqlarını ayrı-ayrılıqda müəyyən edək.

Təcrübə 1. ***Amper qüvvəsinin naqildən axan cərəyan şiddətindən asılılığının tədqiqi.***

1. Maqnit sahəsi almaq üçün maqnit tutqacıqa 4÷6 ədəd sabit maqnit yerləşdirin və onların sayını cədvələ cəqiq qeyd edin.
2. Müəyyən uzunluqlu naqil seçin və onun uzunluğunu qeyd edin.
3. Sabit maqnitlər yerləşdirilən maqnit tutqacını qollu tərəzinin asqısından asıb, naqili maqnitin qütbləri arasında yerləşdirin.

4. Naqilə ardıcıl olaraq ampermetr qoşub onu cərəyan mənbəyinə birləşdirin.

5. Cərəyan olmadıqda maqnitlərlə birlikdə tutqacın kütləsini təyin edin.

6. Cərəyan mənbəyindən naqilə 0,5 A cərəyan şiddəti verərək, maqnit tutqacının «kütləsin»i yenidən təyin edin. Sonra cərəyan şiddətini hər dəfə 0,5 A artırmaqla bu işi 5A-ə qədər təkrar edin. Hər dəfə uyğun kütləni təyin edərək aşağıdakı cədvəli doldurun.

«Qüvvə və şiddət şiddəti»

Maqnitlərin sayı											
Naqilin uzunluğu											
Cərəyan şiddəti	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
«Kültə»											
Amper qüvvəsi											

7. Amper qüvvəsinin qiymətini tapmaq üçün hər bir cərəyan şiddətinə uyğun «kütlənin» qiymətindən cərəyan olmadığı hala uyğun «kütlə»nin qiymətini çıxın.

8. «Data Studio»da «Forse current ds.» faylını açın. «Qüvvə və cərəyan şiddəti» cədvəlindən cərəyan şiddəti və qüvvənin qiymətlərini daxil edərək F(I) asılılığını qurun.

9. F(I) asılılığının meyl bucağının fiziki mənasını aydınlaşdırın.

Təcrübə 2. ***Amper qüvvəsinin naqilin uzunluğundan asılılığının tədqiqi***

1. Sabit maqnit sahəsi almaq üçün maqnit tutqacına 4÷6 dənə sabit maqnit yerləşdirin və onların sayını qeyd edin.

2. Təcrübəni ən kiçik uzunluqlu naqildən başlayın və hər dəfə naqili dəyişdirdikdə onun uzunluğunu aşağıdakı cədvəldə qeyd edin.

3. Cərəyan olmadıqda (I=0) maqnitlərlə birlikdə tutqacın kütləsini təyin edin.

4. Sabit cərəyan mənbəyini dövrəyə qoşaraq, naqildən 4÷6A arasında cərəyan şiddəti buraxın və cərəyanın qiymətini cədvəldə qeyd edin. Naqildən cərəyan buraxdıqdan sonra maqnit tutqacının kütləsini yenidən təyin edin.

«Qüvvə-uzunluq»

Maqnitlərin sayı											
Naqilin uzunluğu											
I=0 olduqda «kütlə»											
Cərəyan şiddəti											
I≠0 olduqda «kütlə»											
Amper qüvvəsi											

5. Təcrübəni eyni cərəyanla müxtəlif uzunluqlu naqillər üçün təkrar edərək, hər dəfə uyğun «kütləni» təyin edib cədvələ yazın.

6. «Data Studio»da «Forse Conductor Length ds.» faylını açın «Qüvvə-uzunluq» cədvəlindən qüvvənin və naqilin uzunluğunun qiymətlərini daxil edərək F(I) asılılığını qurun.

7. F(I) asılılığının meyl bucağının fiziki mənasını aydınlaşdırın.

Təcrübə 3. ***Amper qüvvəsinin maqnit sahəsinin induksiyasından asılılığının tədqiqi.***

1. Maqnit tutqacının mərkəzi hissəsinə bir dənə sabit maqnit qoyun, keçirici naqili maqnitin qütblərinin ortasında və qütbdərə paralel yerləşdirin.

2. Cərəyan olmadıqda (I=0 olduqda) maqnitlə birlikdə tutqacın kütləsini təyin edin və cədvələ yazın.

3. Naqildən 2÷3 A arasında cərəyan buraxaraq yenidən tutqacın kütləsini təyin edin. Cərəyanın və kütlənin qiymətini cədvələ yazın.

4. Sabit maqnitlərin kütlələrini ardıcıl olaraq müəyyən edərək, onları bir-bir tutqaca qoymaqla maqnit sahəsinin induksiyasını dəyişin.

5. Ölçmələrin nəticələrini aşağıdakı cədvələ yazın.

«Qüvvə-Maqnit sahəsinin induksiyası»

Cərəyan şiddəti					
Naqilin uzunluğu					
I=0 olduqda «kütlə»					
I≠0 olduqda «kütlə»					
Amper qüvvəsi					
Maqnitlərin sayı					

6. «Data Studio»da «Force MaqField. ds» faylını açın.

7. «Qüvvə-Maqnit sahəsinin induksiyası» cədvəlindəki qiymətləri daxil etməklə F(B) qrafikini qurun.

Təcrübə 4. ***Amper qüvvəsinin cərəyanlı naqillə maqnit sahəsinin induksiya vektoru arasındakı bucaqdan asılılığının tədqiqi.***

1. Maqnit tutqacına ən kiçik sabit maqnit qoyun.

2. Bucaqölçənin altındakı sarğacı tutqacın maqnit sahəsinə elə endirin ki, o maqnit tutqacına toxunmasın.

3. Sarğaca bağlanmış bucaqölçəndə 0^0-li bucağı fiksə etməli.

4. Cərəyan olmadıqda tutqacla maqnitin birlikdə kütləsini təyin edib cədvələ yazın.

5. Sarğacdan 2÷3 A arasında cərəyan buraxın və cərəyanın qiymətini cədvəldə qeyd edin.

6. Cərəyan buraxdıqdan sonra maqnit tutqacının kütləsini yenidən təyin edin və alınan qiyməti cədvəldə yazın.

7. Bucağın qiymətini ($0^0 \div 90^0$) intervalında dəyişərək I≠0 şalı üçün maqnit tutcağının maqnitlə birlikdə kütləsini tapıb cədvələ yazın. Amper qüvvəsini tapmaq üçün hər dəfə «kütlənin» bu qiymətindən I=0 halına uyğun qiymətini çıxın.

«Qüvvə Bucaq»

Maqnitlərin sayı					
Cərəyan qiyməti					
I=0 olduqda «kütlə»					
I≠0 olduqda «kütlə»					
Bucaq					
Amper qüvvəsi					

8. «Data Studio»da «Force Anqle. ds» faylını açın. İstifadə olunan bucaq qiymətlərini və kütlələri cədvələ daxil edin. F(θ) asılılığını qurun.

9 FARADEYİN ELEKTROMAQNİT İNDUKSİYA QANUNUNUN YOXLANILMASI

İşin məqsədi: *Dəyişən maqnit sahəsinin sarğacda yaratdığlı induksiya EHQ –ni ölçmək, Faradeyin elektromaqnit induksiya qanununu və Lens qaydasını yoxlamaqdır.*

Ləvazimat: *Müxtəlif uzunluqlu metal çubuqlar, bir ucunda sarğacı olan plastik materialdan hazırlanmış çubuq, sabit maqnit, fırlanma hərəkəti sensoru, maqnit sahəsi sensoru, kompas, interfeys, kompüter və « Date Studio» proqramı təminatı.*

Məlumdur ki, elektrik cərəyanı vasitəsilə maqnit sahəsi almaq olur. Bunun əksi olan hadisə də, yəni **maqnit sahəsi vasitəsilə elektrik cərəyanının yaradılması hadisəsi də** mövcuddur. Bu hadisə **elektromaqnit induksiya hadisəsi** adlanır. Eletromaqnit induksiya hadisəsi 1831-ci ildə Faradey tərəfindən kəşf edilmişdir. Faradey müəyyən etmişdir ki, *qapalı keçirici konturun əhatə etdiyi səthdən keçən maqnit seli (yəni $\vec{B}$ vektorunun seli) dəyişdikdə konturda elektrik cərəyanı yaranır.* Bu cərəyan **induksiya cərəyanı** adlanır. İnduksiya cərəyanının yaranması göstərir ki, maqnit seli dəyişdikdə konturda induksiya EHQ (ε_i) meydana çıxır.

Maqnit seli, yaxud maqnit induksiya vektorunun dS səthindən keçən seli dedikdə

$$d\Phi = BdS\cos\alpha = B_n dS \qquad (1)$$

skalyar kəmiyyəti başa düşülür. Burada, α - dS səthinin $\vec{n}$ normalı ilə $\vec{B}$ induksiya vektoru arasındakı bucaq, B_n isə $\vec{B}$ vektorunun səthin $\vec{n}$ normalı üzrə proyeksiyasıdır. B_n - baxılan səth parçasının vahid səthindən keçən maqnit induksiya xətlərinin sayıdır. Ona görə də $B_n dS$ maqnit seli, ədədi qiymətcə verilmiş dS səthindən keçən maqnit induksiya xətlərinin tam sayına bərabər olacaqdır.

Maqnit seli $\cos\alpha$ - nin işarəsindən asılı olaraq **müsbət** də ola bilər, **mənfi** də.

Maqnit sahəsi üçün Qauss teoremi: *maqnit induksiya vektorunun istənilən qapalı səthdən keçən seli sıfıra bərabərdir.*

$$\Phi = \oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0 \qquad (2)$$

Bu teorem göstərir ki, maqnit sahəsinin qüvvə xətləri **qapalıdır,** yəni onların başlanğıcı və sonu yoxdur. Qüvvə xətləri qapalı olan sahələrə **burulğanlı** sahələr deyilir. Deməli, *maqnit sahəsi burulqanlı sahədir*.

$\vec{B}$ vektorunun hər hansı qapalı konturla hüdudlanmış S səthindən keçən seli, bu səthin formasından asılı deyildir.

Elektromaqnit induksiya (Faradey) qanunu: *konturda yaranan induksiya EHQ-si səthdən keçən maqnit selinin dəyişmə sürətinə bərabər olub, işarəcə onun əksinədir və maqnit selinin dəyişmə səbəbi və üsulundan asılı deyildir.*

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \tag{3}$$

Əgər kontur N sarğıdan ibarət olarsa, yekun induksiya EHQ-si

$$\varepsilon_i = -N\frac{d\Phi}{dt} \tag{4}$$

düsturu ilə təyin olunar.

Əgər konturun sahəsi sabit qalıb, maqnit sahəsi zaman keçdikcə dəyişərsə, (4) düsturunu

$$\varepsilon_i = -NS\frac{dB}{dt} \tag{5}$$

şəklində də yazmaq olar.

Şübhəsiz induksiya EHQ-nin konturda yaratdığı induksiya cərəyanı maqnit selinin dəyişmə sürətilə mütənasib olacaqdır:

$$i \sim \frac{d\Phi}{dt}$$

İnduksiya cərəyanının istiqaməti Lens qaydasına əsasən müəyyən edilir. **Lens qaydasında deyilir:** *induksiya cərəyanı həmişə elə istiqamətdə olur ki, onun maqnit sahəsi bu cərəyanı yaradan xarici maqnit sahəsinin dəyişməsinə əks təsir göstərir.*

Lens qaydasını tətbiq edərək induksiya cərəyanının istiqamətini tapmaq üçün:

1. Xarici maqnit sahəsinin $\vec{B}$ vektorunun istiqamətini müəyyən etməli;
2. Maqnit selinin $d\Phi$ dəyişməsini aydınlaşdırmalı ($dF > 0$, yaxud $dF < 0$)
3. İnduksiya cərəyanının maqnit sahəsinin $\vec{B}'$ induksiya vektorunun istiqamətini müəyyənləşdirməli ($dF > 0$ olduqda $\vec{B}' \uparrow\downarrow \vec{B}$, $dF < 0$ olduqda isə $\vec{B}' \uparrow\uparrow \vec{B}$ olur).
4. $\vec{B}'$ vektorunun istiqamətini bilərək, sağ burğu qaydasına əsasən induksiya cərəyanının istiqamətini müəyyənləşdirməli.

Uzunluğu l olan naqil induksiyası B olan bircins maqnit sahəsində υ sürəti ilə hərəkət etdikdə naqillə hüdudlanmış səthdən keçən maqnit seli dəyişəcək və naqildə induksiya elektrik hərəkət qüvvəsi yaranacaqdır. Bu induksiya EHQ-nin modulu

$$\varepsilon_i = \upsilon Bl\sin\alpha \tag{6}$$

düsturu ilə hesablanır.

Hərəkət edən naqildə yaranan induksiya cərəyanının istiqaməti "sağ əl" qaydası ilə təyin edilir: *Sağ əl elə tutulur ki, maqnit qüvvə xətləri ovuca perpendikulyar daxil olsun, 90^0 açılmış baş barmaq naqilin hərəkət istiqamətində yönəldikdə uzadılmış 4 barmaq induksiya cərəyanının istiqamətini göstərəcəkdir.*

İndi induksiya EHQ-nin yaranma səbəblərini aydınlaşdıraq.

Qapalı konturdan keçən maqnit selini müxtəlif üsullarla dəyişmək olar. Bu üsulları əsasən iki qrupa ayırmaq mümkündür.

✓ Birinci halda maqnit sahəsi sabit olur, yəni zaman keçdikcə dəyişmir, keçirici naqil bu sahədə hərəkət edir.

✓ İkinci halda isə keçirici kontur sükunətdə qalır, onun yerləşdiyi maqnit sahəsi isə zaman keçdikcə dəyişir. Bu halların hər ikisində induksiya EHQ-si yaranır, lakin onun yaranma səbəbləri müxtəlif olur.

Sabit maqnit sahəsində hərəkət edən naqildə induksiya EHQ-nin yaranmasına səbəb naqilin hərəkəti zamanı meydana çıxan $F = q\upsilon B\sin\alpha$ **Lorens qüvvəsidir**.

Dəyişən maqnit sahəsində yerləşdirilmiş sükunətdəki konturda induksiya EHQ-nin yaranmasına səbəb isə dəyişən maqnit sahəsinin yaratdığı $\vec{E}_B$ **burulğanlı elektrik sahəsidir.**

Qapalı elektirk dövrəsindən axan **cərəyanın qiyməti zaman keçdikcə** dəyişərsə, onda bu cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsi də dəyişəcəkdir. Bu isə konturdan keçən maqnit selinin dəyişməsinə və son nəticədə induksiya EHQ-nin yaranmasına səbəb olur.

Konturdan axan cərəyanın qiyməti dəyişdikdə konturun özündə induksiya cərəyanının (yaxud induksiya EHQ-nin) meydana gəlməsi hadisəsinə ***öz-özünə induksiya hadisəsi*** *deyilir.*

Konturda yaranan öz-özünə induksiya EHQ-si

$$\varepsilon_{is} = -L\frac{dI}{dt} \tag{7}$$

düsturu ilə hesablanır. Burada, L – konturun **öz-özünə induksiya əmsalı**, yaxud **induktivliyi** adlanır.

İnduktivlik konturun həndəsi ölçülərindən və həmçinin ətraf mühitin maqnit xassələrindən (μ-dən) asılıdır.

İnduktivlik konturun **elektrik ətalətliliyini** xarakterizə edir. İnduktivliyi böyük olan konturun, dövrədə cərəyanın istənilən dəyişməsini tormozlama qabiliyyəti də böyük olur.

(7) bərabərliyindəki mənfi işarə Lens qaydasına uyğun olaraq alınır.

Sarğacın induktivliyi:

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l}\cdot S \tag{8}$$

düsturu ilə hesablanır. Burada, N – sarğacda sarğıların sayı, l - sarğacın uzunluğu, S isə en kəsiyinin sahəsidir, μ - maqnit nüfuzluğu, $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\,Hn/m$ - maqnit sabitidir.

Təcrübi qurğunun təsviri

Laboratoriya işində istifadə olunan qurğu şəkildə göstərilmişdir. Şaquli dayağa 90^0-lik bucaq altında polad çubuq bağlanmışdır. Çubuğun ucuna fırlanma hərəkəti sensoru, onun oxuna isə ucunda sarğacı olan plastik çubuq bərkidilmişdir. Sarğaclı çubuq fiziki rəqqas rolunu oynayır. Çubuq rəqs etdikdə sarğac üfüqi müstəvi üzərində qoyulmuş nal şəkilli maqnitin qütbləri arasından keçir. Maqnitin qütbləri arasındakı məsafəni tənzimləmək mümkündür.

Sarğacın rəqsi zamanı ondan keçən maqnit seli dəyişir və elektromaqnit induksiya hadisəsinə əsasən sarğacda induksiya EHQ-si yaranır. Bu induksiya EHQ-sinin qiyməti həm zamandan, həm də rəqqasın dönmə bucağından asılı olur. EHQ-nin qiyməti gərginlik sensoru, rəqqasın dönmə bucağı isə fırlanma hərəkəti sensoru vasitəsilə qeydə alınır.

Bu işdə induksiya EHQ-nin maksimum qiymətini ölçməklə maqnit sahəsinin induksiyasını qiymətləndirmək və Lens qaydasına əsasən induksiya EHQ-nin istiqamətini müəyyənləşdirmək mümkündür.

Şəkil. Faradeyin elektromaqnit induksiya qanununun yoxlamaq üçün təcrübi qurğu.

Qurğunu işə hazırlamaq üçün:

1. Gərginlik sensorunu interfeysin A kanalına, fırlanma hərəkət sensorunu isə B kanalına qoşmalı;
2. «Date Studio»-da «İndused emf» faylını açmalı.

İşin gedişi:

Tapşırıq 1. İnduksiya EHQ-nin təyini

1. Kompüterdə «Start» düyməsini basın. Maqnit sahəsi sensorunun zondunu maqnitin qütbləri arasına daxil edin və maqnit induksiyasının qiymətini ölçün. Maqnit əqrəbi vasitəsilə maqnitin şımal qütbünü müəyyənləşdirin.
2. Sarğacın çubuğunu meyl etdirməklə onu maqnit sahəsində rəqsə gətirin. Sonra «Stop» düyməsini basın.
3. Artırıcı vasitəsilə monitorda EHQ-nin zamandan asılılıq qrafikində EHQ-nin qiymətini artırın.
4. Axtarıcı sistemlə EHQ-nin birinci pikinə uyğun maksimal qiymətini müəyyənləşdirin və onun orta qiymətini hesablayın.
5. Kursor vasitəsilə EHQ-nin pikinin hansı zaman intervalında alındığını müəyyənləşdirin.
6. Yuxarıdakı (5) düsturunu $\varepsilon_i = -N\dfrac{\pi r^2 \cdot \Delta B}{\Delta t}$ şəklində yazıb, EHQ-nin orta qiymətini hesablayın və onu qrafikdən alınan qiymətlə müqayisə edin.
7. Qrafikdən sarğacın maqnit sahəsinə daxil olma və çıxma anları arasındakı zaman fasiləsini tapın.
8. Birinci pikin müsbət, yaxud mənfi olmasını qeydə alın. Sarğacda cərəyanın dolanma istiqamətinə və Lens qaydasına əsasən induksiya EHQ-nin istiqamətini müəyyənləşdirin.
9. Birinci və ikinci piklərdə EHQ-nin əks işarəli olmasını, sarğac maqnit sahəsinin ortasından keçən anda EHQ-nin sıfır olmasını izah edin.

10 HOLL EFFEKTİ VASİTƏSİLƏ YÜKDAŞIYICILARIN KONSENTRASİYASININ VƏ YÜRÜKLÜYÜNÜN TƏYİNİ

İşin məqsədi: *Yarımkeçirici nümunələrdə Holl effektinin köməkliyi ilə Holl sabitini hesablayaraq onlarda yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını və yürüklüyünü təyin etməkdir*

Ləvazimat*: n-tip germaniumdan hazırlanmış nazik lövhə şəkilli nümunə, sabit cərəyan mənbəyi, reostatlar, milliampermetr, açarlar, potensiometr, elektromaqnit, çevirici elektrik açarı.*

Lorens qüvvəsi. Maqnit sahəsi materiyanın xüsusi formasıdır. O ancaq hərəkət edən yükün ətrafında meydana çıxır. Maqnit sahəsinin varlığını onun cərəyanlı naqilə, yaxud sabit maqnitə təsiri ilə aşkar edirlər. Maqnit sahəsi təkcə cərəyanlı naqilə deyil, bu sahədə **hərəkət edən elektrik yükünə** də təsir edir. Təcrübələr göstərir ki, elektrik yükləri xarici maqnit sahəsində $\vec{B}$ induksiya vektoruna və yüklərin $\vec{\upsilon}$ hərəkət sürətinə perpendikulyar istiqamətdə meyl edirlər, yəni maqnit sahəsində onlara $\vec{B}$ və $\vec{\upsilon}$ vektorlarına perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş qüvvə təsir edir. Maqnit sahəsində hərəkət cdən yükə təsir edən qüvvənin ifadəsini tapaq.

Bilirik ki, maqnit sahəsində yerləşdirilmiş $Id\ell$ cərəyan elementinə təsir edən Amper qüvvəsi

$$d\vec{F} = I\left[d\vec{\ell}\cdot\vec{B}\right]=\left[Id\vec{\ell}\cdot\vec{B}\right] \qquad (1)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada, I –cərəyan şiddəti, $\vec{B}$ - maqnit sahəsinin induksiyası, $d\ell$ isə naqilin elementar parçasının uzunluğudur.

Naqildə elektrik cərəyanı hər birinin yükü q olan zərrəciklərin istiqamətlənmiş nizamlı hərəkəti hesabına yarandığından

$$Id\vec{\ell} = q\vec{\upsilon}dN$$

kimi yazmaq olar. Burada dN – naqilin, uzunluğu $d\ell$ olan həcmindəki zərrəciklərin ümumi sayı,

$\vec{\upsilon}$ isə onların istiqamətlənmiş, nizamlı hərəkətinin sürətidir. Bu ifadəni Amper qüvvəsinin düsturunda nəzərə alsaq

$$d\vec{F} = q\cdot dN\left[\vec{\upsilon}\cdot\vec{B}\right]$$

olar. Bu bərabərliyin hər iki tərəfini dN-ə bölsək, maqnit sahəsində hərəkət edən q yükünə təsir edən qüvvəni tapa bilərik:

$$\vec{F}_L = \frac{d\vec{F}}{dN} = q\left[\vec{\upsilon}\cdot\vec{B}\right]\Rightarrow \vec{F}_L = q\left[\vec{\upsilon}\cdot\vec{B}\right] \qquad (2)$$

Bu ifadə ilk dəfə Q.Lorens tərəfindən alınmışdır. Ona görə də maqnit sahəsində hərəkət edən yükə təsir edən qüvvə **Lorens qüvvəsi** adlanır.

Lorens qüvvəsinin istiqaməti ***sol əl qaydası*** ilə təyin edilir. Bu qaydaya görə: *sol əl elə tutulur ki, $\vec{B}$ - maqnit induksiyası vektoru ovuca daxil olsun və uzadılmış 4 barmaq yükün hərəkəti istiqamətində yönəldikdə, 90^0 açılmış baş barmaq yükə təsir edən Lorens qüvvəsinin istiqamətini göstərəcəkdir.*

Lorens qüvvəsinin modulu:

$$F_L = q\upsilon B\sin\alpha \qquad (3)$$

kimidir. Burada, υ-yükün hərəkət sürəti, B - maqnit induksiyası, α isə $\vec{\upsilon}$ və $\vec{B}$ vektorları arasındakı bucaqdır.

(2) ifadəsində q – yük daşıyıcının elektrik yükü olub, skalyar kəmiyyətdir. Müsbət yüklər üçün q>0, mənfi yüklər üçün isə q<0 olur. Bu səbəbdən (2) düsturuna görə müsbət və mənfi yüklərə təsir edən Lorens qüvvəsinin istiqaməti, qalan bütün şərtlər eyni olduqda, bir-birinin əksinə olacaqdır.

Elektrik yükü maqnit sahəsinin qüvvə xətləri boyunca hərəkət etdikdə, yəni $\vec{\upsilon}\uparrow\uparrow\vec{B}$ ol-duqda, (2) düsturuna əsasən maqnit sahəsində yükə **Lorens qüvvəsi təsir etmir**. Əgər elektrik yükü qüvvə xətlərinə perpendikulyar istiqamətdə hərəkət edərsə, yəni $\vec{\upsilon}\perp\vec{B}$ olduqda, ona təsir edən **Lorens qüvvəsi ən böyük olur**.

Lorens qüvvəsi həmişə yüklü zərrəciyin hərəkət sürətinə perpendikulyar yönəldiyindən o zərrəcik üzərində **iş görmür**. Bu halda Lorens qüvvəsi yüklü zərrəciyi çevrə boyunca fırladır və mərkəzəqaçma qüvvəsi rolunu oynayır. Lorens qüvvəsi iş görmədiyindən o zərrəciyin sürətinin *ədədi qiymətini və kinetik enerjisini* dəyişmir. Lorens qüvvəsi maqnit sahəsində hərəkət edən zərrəciyin ancaq *sürətinin istiqamətini* dəyişir.

Əgər yüklü zərrəciyin hərəkət istiqaməti maqnit sahəsi ilə α bucağı əmələ gətirərsə, onun hərəkət trayektoriyası, oxu $\vec{B}$ vektoru boyunca yönəlmiş **spiral** olacaqdır.

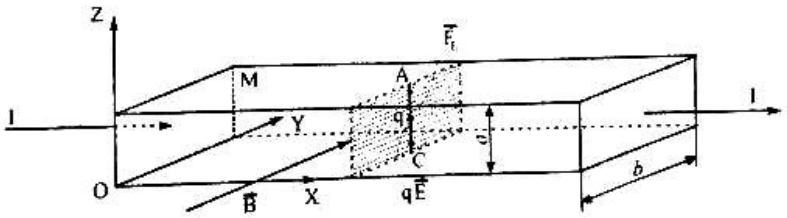
Lorens qüvvəsi elektron mikroskoplarında, kütlə spektroqraflarında və yüklü zərrəcikləri sürətləndirən qurğularda geniş tətbiq olunur.

Lorens qüvvəsinin köməkliyi ilə izah edilən hadisələrdən biri də *Holl effektidir.*

Holl effekti vasitəsilə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının və yürüklüyünün təyini

Amerikan fiziki Holl 1880-ci ildə belə bir təcrübə qoymuşdur. O, nazik qızıl lövhədən cərəyan buraxmış və lövhənin cərəyana parallel yuxarı və aşağı üzlərində, eyni en kəsikdə, bir-birinə əks olan A və C nöqtələri arasında Δφ potensiallar fərqini ölçmüşdür (şəkil 1).

Bu nöqtələr naqilin eyni en kəsiyində yerləşdiyindən təbii ki, onların potensialları eyni və Δφ=0 olmuşdur. Amma bu cərəyanlı metal lövhəni cərəyana perpendikulyar yönəlmiş maqnit sahəsində yerləşdirdikdə A və C nöqtələrinin potensialları müxtəlif, yəni Δφ ≠0 olur. Bu hadisə **Holl effekti** adlanır.



Şəkil 1.

Holl effekti, induksiyası B olan maqnit sahəsində yerləşdirilmiş cərəyanlı metal lövhədə maqnit sahəsinə və cərəyana perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş elektrik sahəsinin yaranması hadisəsinə deyilir.

Təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir ki, A və C nöqtələri arasındakı potensiallar fərqi naqildən axan cərəyan şiddəti *(I)* və maqnit sahəsinin induksiyası *(B)* ilə **düz**, lövhənin qalınlığı *(b)* ilə **tərs** mütənasibdir:

$$\Delta\varphi_{AC} = R\frac{IB}{b} \tag{4}$$

Burada mütənasiblik əmsalı olan R – **Holl sabiti** adlanır. (4) düsturundan R sabitini təyin etsək

$$R = \frac{\Delta\varphi_{AC} \cdot b}{IB} \tag{5}$$

olar.

Sonrakı tədqiqatlar göstərir ki, Holl effekti nümunənin materialından asılı olmayaraq bütün naqil və yarımkeçiricilərdə müşahidə edilir. Cərəyanın, yaxud maqnit sahəsinin istiqamətini əksinə dəyişdikdə $\Delta\varphi_{AC}$ potensiallar fərqi (buna bəzən ***Holl potensiallar fərqi*** də deyilir) öz işarəsini dəyişir.

R – Holl sabitinin ədədi qiyməti nümunənin materialından asılıdır. Özü də bəzi maddələr üçün bu əmsal müsbət, digərləri üçün isə mənfi olur.

İndi Holl effektinin yaranma səbəbini izah edək. Nümunədə *I* cərəyanı yükdaşıyıcıların istiqamətlənmiş hərəkəti hesabına yaranır. Hər bir zərrəciyin yükü q, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası n_0, onların istiqamətlənmiş hərəkətinin sürəti υ olarsa,

$$I = qn_0\upsilon S = qn_0\upsilon ab \tag{6}$$

kimi yazmaq olar. q>0 olduqda yükdaşıyıcıların $\vec{\upsilon}$ sürət vektoru cərəyan istiqamətində, q<0 olduqda isə $\vec{\upsilon}$ sürət vektoru cərəyanin istiqamətinin əksinə yönələcəkdir .

İnduksiyası B olan maqnit sahəsində hər bir yükdaşıyıcıya $\vec{F}_L = q\left[\vec{\upsilon}\cdot\vec{B}\right]$ Lorens qüvvəsi təsir edəcək. Baxdığımız halda bu qüvvə şaquli istiqamətdə yuxarı doğru yönəldiyindən (şəklə bax!!) yükdaşıyıcıların trayektoriyası nümunənin üst üzünə doğru əyiləcəkdir. Nəticədə, nümunənin üst üzü yaxınlığında q yüklərinin artıqlığı, alt üzdə isə çatışmazlığı yaranacaq. Əgər q yükü müsbətdirsə, nümunənin üst üzü *müsbət*, alt üzü isə *mənfi* yüklənəcək və nümunə daxilində Z oxu boyunca yönəlmiş eninə elektrik sahəsi yaranacaqdır . Bu sahənin intensivliyi $\vec{E}$ olarsa, onda yükə $q\vec{E}$ qüvvəsi ilə təsir edəcəkdir. $q\vec{E}$ qüvvəsi şaquli istiqamətdə aşağı doğru, yəni

Lorens qüvvəsinin əksinə yönələcəkdir (şəklə bax). Lövhədə cərəyan qərarlaşdıqda bu qüvvələr bir-birini tarazlaşdıracaq:

$$q\vec{E} = -q\left[\vec{\upsilon} \cdot \vec{B}\right]$$

Buradan:

$$\vec{E} = -\left[\vec{\upsilon} \cdot \vec{B}\right]$$

$\vec{E}$ vektoru Z oxu boyunca yönəlib, həm $\vec{\upsilon}$, həm də $\vec{B}$ vektorlarına perpendikulyardır. $\vec{E}$ vek-torunun Z oxu boyunca proyeksiyası $E_z = -\upsilon B$ olduğundan, onda A və C nöqtələri arasındakı potensiallar fərqi

$$\Delta\varphi_{AC} = \varphi_A - \varphi_C = -\int_o^a E_z dz = \upsilon B a$$

olar. (5) düsturundan υ-ni təyin edib, sonuncu ifadədə yerinə yazsaq

$$\Delta\varphi_{AC} = \frac{1}{qn_0}\frac{IB}{b} \tag{7}$$

düsturunu alarıq.

Göründüyü kimi, alınmış ifadə təcrübənin verdiyi (4) düsturu ilə tamamilə üst-üstə düşür. (7) və (4) ifadələrinin müqayisəsindən **Holl sabiti** üçün

$$R = \frac{1}{qn_0} \tag{8}$$

ifadəsini alırıq.

Buradan görünür ki, Holl sabitinin işarəsi verilmiş materialda keçiriciliyi yaradan q yükünün işarəsi ilə üst-üstə düşür. Ona görə də Holl sabitini ölçməklə tədqiq olunan maddədə keçiriciliyin təbiəti haqqında fikit yürütmək olar. R> 0, yəni müsbət olduqda maddə *elektron keçiriciliyinə*, R< 0, yəni mənfi olduqda isə *deşik keçiriciliyinə* malik olur.

Holl sabitinin köməkliyi ilə metal nümunədə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını da təyin etmək mümkündür:

$$n_0 = \frac{1}{qR} \tag{9}$$

Holl sabitini bilməklə metalda elektronların sərbəst yolunun orta uzunluğunu da qiymətlən-dirmək olar. Klassik elektron nəzəriyyəsinə görə metalın xüsusi elektrikkeçiriciliyi

$$\sigma = \frac{n_0 e^2 \langle\lambda\rangle}{2m\langle\upsilon\rangle} \tag{10}$$

düsturu ilə təyin edilir. Burada, e – elektronun yükü, m – kütləsi, $\langle\upsilon\rangle$ - naqildə elektronların istilik hərəkətinin orta sürəti, σ - xüsusi elektrik keçiriciliyi, $\langle\lambda\rangle$ isə sərbəst yolun orta uzun-luğudur. (10) və (9)ifadələrindən

$$\langle\lambda\rangle = \frac{2m\langle\upsilon\rangle\sigma}{n_0 e^2} = \frac{2m\langle\upsilon\rangle\sigma R}{e} \tag{11}$$

olar. Bu düstur vasitəsilə elektronların sərbəst yolunun orta uzunluğunu hesabladıqda metallar üçün $\langle\lambda\rangle \approx 10^{-6} sm$ tərtibində olur.

Yarımkeçiricinin daxilində elektron, yaxud deşiklər xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə istiqamətlənmiş hərəkət edərkən mühit tərəfindən tormozlanmaya məruz qalırlar. Yükdaşıyıcıların istiqamətlənmiş hərəkətinin sürəti onlara təsir edən xarici sahənin intensivliyi ilə düz mütənasibdir:

$$\upsilon = \mu E \tag{12}$$

Burada, μ - yükdaşıyıcıların **yürüklüyü** adlanır.

Yürüklük – intensivliyi 1 V/m olan elektrik sahəsində yükdaşıyıcıların qazandığı istiqamətlənmiş hərəkətin sürətinə deyilir.

Differensial şəkildə Om qanununa görə

$$j = \sigma E \tag{13}$$

kimidir. Burada, j – naqildəki cərəyan sıxlığı olub

$$j = en_0\upsilon \tag{14}$$

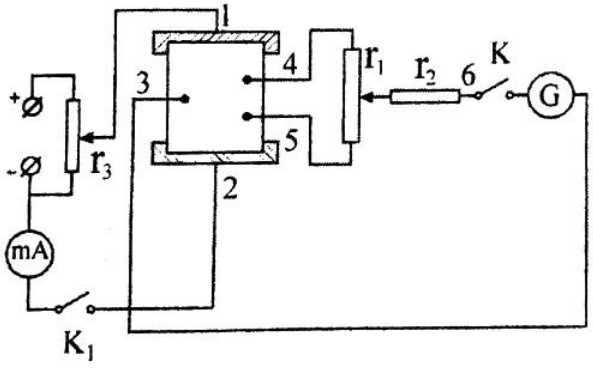
kimi təyin edilir. (12), (13) və (14) düsturlarından

$$\mu = \frac{\sigma}{en_0} = R\sigma \tag{15}$$

olur. Deməli, *material üçün xüsusi elektrik keçiriciliyi və Holl sabitini bilməklə nümunədə yükdaşıyıcıların yüyrüklüyünü də hesablamaq olar.*

İşin gedişi:

Holl sabitini təyin etmək üçün istifadə olunan qurğunun sxemi 2-ci şəkildə göstərilmişdir. Sxem yığıldıqdan və yoxlandıqdan sonra üzərində nümunə olan tutqac elektromaqnitin qütbləri arasında yerləşdirilir. Nümunə germanium monokristalı olub, düzbucaqlı lövhə şəklində hazırlanır. Nümunəyə 1və 2 cərəyan kontaktları, 3, 4 və 5 Holl kontaktları lehimlənmişdir. Kontaktların birləşdirilmə sxemi şəkildə göstərilmişdir.



Şəkil 2. Holl effektinin sxemi.

1. 1 və 2 kontaktları vasitəsilə nümunəyə sabit cərəyan verilir. Bu cərəyanın qiyməti r_3 potensiometri ilə tənzim edilir və milliampermetr vasitəsilə ölçülür. Nümunəyə 3 və 4 kontaktları elə lehimlənir ki, maqnit sahəsi olmadıqda (B=0) bu nöqtələr arasında poten-siallar fərqi $\Delta\varphi_{AC} = 0$ olsun. Lakin praktiki cəhətdən bunu əldə etmək çox çətindir. Ona görə də $\Delta\varphi_{AC}$-ni təyin etmək üçün göstərilən ardıcıllıqla aşağıdakıları yerinə yetirmək lazımdır:

2. Əvvəlcə maqnit sahəsi daxil edilmədən nümunədən cərəyan buraxmalı və r_1 sabit cərəyan potensiometri vasitəsilə A və C nöqtələr arasında meydana çıxan $\Delta\varphi_1$ potensiallar fərqini kompensasiya etməli. Kompensasiya zamanı qalvanometr sıfır göstərməlidir.

3. Sonra elektromaqniti dövrəyə qoşaraq maqnit sahəsi yaratmaq lazımdır. Bu zaman nümunədə potensiallar fərqi meydana çıxır və qalvanometr cərəyan göstərir. P 307 tipli r_2 potensiometri vasitəsilə A və C nöqtələri arasında meydana çıxan $\Delta\varphi_2$ potensiallar fərqini kompensasiya etməli. Bu zaman qalvanometr yenidən sıfır göstərməlidir. Nümunədə yaranan Holl potensialının qiyməti $\Delta\varphi_{AC} = \Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1$ olacaqdır.

4. Nümunədən keçən cərəyan şiddətini tədricən artıraraq 2 və 3-cü bəndləri 5-6 dəfə təkrar etməli.

5. Holl potensialının cərəyan şiddətindən və maqnit sahəsinin induksiyasından asılılıq qrafiklərini, yəni $\Delta\varphi_{AC} = f(I)$ və $\Delta\varphi_{AC} = f(B)$ qrafiklərini qurmalı.

6. (5) düsturu vasitəsilə Holl sabitini və (9) düsturundan yükdaşıyıcılarının konsentrasiyasını hesablamalı.

7. R və n_o-ın orta qiymətlərini və təcrübənin xətasını hesablamalı.

8. Nümunənin xüsusi elektrik keçiriciliyi məlum olarsa, (15) düsturu vasitəsilə yükdaşıyıcıların yürüklüyünü hesablamalı.

11 QARŞILIQLI PERPENDİKULYAR RƏQSLƏRİN TOPLANMASI. LİSSAJU FİQURLARI

İşin məqsədi: *rəqsi hərəkətin dinamikasını qarşılıqlı perpendikulyar rəqslərin toplanmasını öyrənmək və Lissaju fiqurlarını müşahidə etmək.*

Ləvazimat: *iki səs generatoru və ossilloqraf.*

Məişətdə və texnikada zamandan asılı olaraq periodik təkrarlananan hərəkətlərə təsadüf edilir. Belə hərəkətlərə **rəqsi hərəkətlər** deyilir.

Fiziki təbiətinə görə rəqslər müxtəlif olurlar: mexaniki, elekromaqnit və s. təbiətinə görə fərqlənsələr də, istər mexaniki, istərsə də elektromaqnit rəqsləri eyni xarakteristikalar və eyni tənliklərlə təsvir olunurlar. Ona görə də müxtəlif fiziki təiətə malik rəqslərin müqayisəli öyrənilməsi məqsədə uyğundur.

Rəqsi hərəkətlər içərisində ən sadəsi harmonik rəqsi hərəkətdir. Rəqs edən kəmiyyət zamandan asılı olaraq sinus (yaxud kosinus) qanunu ilə dəyişərsə, belə rəqslərə harmonik rəqslər deyilir. Harmonik rəqsin tənliyi

$$x = A\cos(\omega_0 t + \varphi_0) \tag{1}$$

kimidir. Burada, x – tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişmə, t – zaman, A – amplituda, ω_0 – dairəvi, yaxud dövrü tezlik, φ_0 – başlanğıc faza, $\varphi = \omega_0 t + \varphi_0$ – isə t anında rəqsin fazasıdır.

Zamanın verilmiş anında rəqs edən kəmiyyətin qiymətini və rəqsi hərəkətin istiqamətini müəyyən edən fiziki kəmiyyət **rəqsin fazası** adlanır.

Bir tam rəqs üçün sərf olunan müddətə rəqsin periridu (T), vahid zamandakı rəqslərin sayına isə rəqsin tezliyi (ν) deyilir.

2π saniyə ərzindəki rəqslərin sayı dairəvi, (yaxud dövrü) tezlik (ω_0) adlanır.

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu = 2\pi\frac{N}{t}. \tag{2}$$

İstənilən sistemdə rəqsi hərəkətin yaranması üçün aşağıdakı şərtlər ödənilməlidir:

- sistem (yaxud cisim) tarazlıq vəziyyətindən çıxarıldıqda, ona tarazlıq vəziyyətinə qaytaran və meyllə mütənasib olan qaytarıcı qüvvə yaranmalıdır;
- rəqs edən sistem (yaxud cisim) ətalətə malik olmalıdır.

Bu şərtlər yaylı, riyazi və fiziki rəqqasda ödənilir (şəkil 1a).

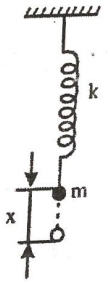
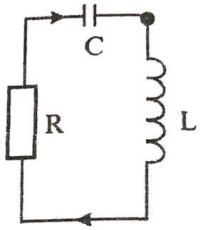
Elektromaqnit rəqsləri rəqs konturunda, yəni bir-birilə ardıcıl birləşdirilmiş L sarğacından, C kondensatorundan və R rezistorundan ibarət elektrik dövrəsində alınır (şəkil 1 b).

Rəqs edən sistemə göstərilən təsirə görə rəqslər ya sərbəst və ya da məcburi olmaqla bir-birindən fərqlənirlər.

Rəqs edən sistemə başlanğıcda verilən ilkin enerji hesabına yaranan rəqslər sərbəst (yaxud məxsus) rəqslər adlanır.

Rəqs edən sistemdə sərbəst rəqslər $F = -m\omega_0^2 x$ qaytarıcı qüvvənin təsiri altında yaranır. Yaylı rəqqasda və rəqs konturunda yaranan sərbəst rəqslərə müqayisəli şəkildə baxaq

Elektromexaniki analogiya

Mexaniki sistem Yaylı rəqqas	Elektrik sistemi Rəqs konturu
 **Şəkil 1.**a) Mexaniki kəmiyyətlər	 **Şəkil 1.**b) Elektrik kəmiyyətləri
x – tarazlıq vəziyyətinə nəzərən yerdəyişmə; k – yayın sərtliyi; r – sürtünmə əmsalı; f – xarici qüvvə; $\upsilon = \dot{x}$ – sürət	q – kondensatorun elektrik yükü; L – induktivliy; $\frac{1}{C}$ – tutumun tərs qiyməti; R – elektrik müqaviməti; ε - xarici e.h.q.-si; $I = \dot{q}$ – elektrik cərəyanı

Sönməyən məxsusi rəqslər

Harmonik rəqs edən sistemin diferensial tənliyinə baxaq.

Nyutonun II qanununa görə	*Kirxhofun II qaydasına görə*
$m\ddot{x} = -kx$	$L\ddot{q} + \frac{1}{C}q = 0$
$\ddot{x} + \frac{k}{m} \cdot x = 0$	$\ddot{q} + \frac{1}{LC}q = 0$ (3)
$\frac{k}{m} = \omega_0^2$	$\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ (4)

işarələmələrini qəbul etsək, sönməyən məxsusi mexaniki və elektromaqnit rəqslərinin differensial tənlikləri:

$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$	$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0$

kimi olar. Belə diferensial tənliklərin həlləri:

$x = A\cos(\omega_0 t + \varphi_0)$	$q = q_n \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$	(5)
A – rəqsin amplitudu	q_n – yükün amplitud qiymətidir	

Bu sistemlərdə yaranan məxsusi rəqslərin dövrü tezliyi, tezliyi və periodu

$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$	$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$	(6)
$\nu = 2\pi\sqrt{\frac{k}{m}}$	$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$	(7)
$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$	$T = 2\pi\sqrt{LC}$ – Tomson düsturu	(8)

düsturları ilə hesablanır. Elektromexaniki analoogiya məxsusi mexaniki və elektrik rəqslərinin diferensial tənlikləri, həmçinin bu rəqsləri xarakterizə edən kəmiyyətlər arasında bir oxşarlığın olduğunu göstərir.

Riyazi rəqqasın dövrü tezliyi, tezliyi və periodu:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{\ell}};\ \nu = 2\pi\sqrt{\frac{g}{\ell}};\ T = 2\pi\sqrt{\frac{\ell}{g}}$$

Fiziki rəqqasın dövrü tezliyi, tezliyi və periodu:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mg\ell}{J}};\ \nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{mg\ell}{J}};\ T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mg\ell}}$$

J – fiziki rəqqasın ətalət momentidir.

Rəqs edən sistem eyni vaxtda bir neçə rəqsi hərəkətdə iştirak edə bilər. Bu zaman yekun rəqs qanununun tapılmasına rəqslərin toplanması deyilir.

Aşağıda a) eyni istiqamətli, eynitezlikli, b) eyni istiqamətli, tezlikləri az fərqlənən, c) qarşılıqlı perpendikulyar, eyni tezlikli, d) qarşılıqlı perpendikulyar, müxtəlif tezlikli rəqslərin toplanması nəzərdən keçirilir.

1. Eyni istiqamətli, eyni tezlikli ($\omega_1=\omega_2=\omega$), amplitudları (A_1 və A_2) və başlanğıc fazaları (φ_1 və φ_2) müxtəlif olan iki harmonik rəqsin toplanmasından alınan rəqs də harmonikdir

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= A_1\cos(\omega t + \varphi_1) \\ x_2 &= A_2\cos(\omega t + \varphi_2) \end{aligned}\right\} \Rightarrow x + x_1 + x_2 = A\cos(\omega t + \varphi) \qquad (9)$$

Yekun rəqsin amplitudu:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \qquad (10)$$

Yekun rəqsin başlanğıc fazası

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{A_1 \sin\varphi_1 + A_2 \sin\varphi_2}{A_1 \cos\varphi_1 + A_2 \cos\varphi_2} \tag{11}$$

düsturu ilə tapılır.

Toplanan rəqslər arasında fazalar fərqi 2π-nin tam misillərinə, yaxud π-nin cüt misillərinə bərabər olduqda, yekun rəqsin amplitudu toplanan rəqslərin amplitudları cəminə bərabər olur:

$$A = A_1 + A_2$$

Toplanan rəqslər arasında fazalar fərqi π-nin tək misillərinə bərabər olduqda, yekun rəqsin amplitudu toplanan rəqslərin amplitudları fərqinin moduluna bərabər olur:

$$A = \left|A_1 - A_2\right|$$

Eyni tezlikli eyni istiqaəmtli harmonik rəqslərin fazalar fərqi zamandan asılı olmur, yəni zaman keçdikcə sabit qalır. Belə rəqslərə **koherent rəqslər** deyilir.

2. Eyni istiqamətli, tezlikləri az fərqlənən harmonik rəqslərin toplanması. Bu rəqslərin toplanması nəticəsində yenə harmonik, lakin amplitudu sabit olmayıb, periodik ləyişən rəqs alınır. Yekun rəqsin amplitudunun periodik dəyişməsi döyünmə adlanır. $x_1 = A_0 \cos\omega_0 t$ və $x_2 = A_0 \cos(\omega_0 + \Delta\omega)\cdot t$ kimi iki harmonik rəqsin toplanmasından alınan yeknu rəqsin tənliyi

$$x = \left|2A_0 \cos\frac{\Delta\omega}{2} t\right| \cos\omega_0 t$$

kimi olur. Burada $\Delta\omega << \omega_0$ kimidir. Bu ifadədən göründüyü kimi, yekun rqsin amplitudunun özü də harmonik qanunla dəyişir:

$$A_d = \left|2A_0 \cos\frac{\Delta\omega}{2}\cdot t\right|$$

Döynümə periodu:

$$T_d = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$$

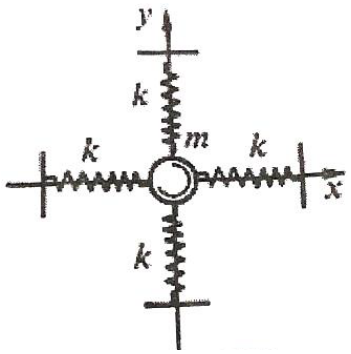
düsturu ilə hesablanır.

İndi qarşılıqlı perpendikulyar x və y oxları boyunca baş verən iki eyni dövrü tezlikli $(\omega_1 = \omega_2 = \omega)$, müxtəlif amplitudlu (A≠B), başlanğıc fazaları müxtəlif $(\varphi_1 \neq \varphi_2)$ harmonik rəqslərin toplanmasına baxaq (şəkil 2).

$$x = A\cos(\omega t + \varphi_1) \tag{12}$$

$$y = B\cos(\omega t + \varphi_2) \tag{13}$$

Yekun trayektoriyasının tənliyini müəyyən edək.



$\omega_1 = \omega_2 = \sqrt{2k/m}$

Şəkil 2.

$$\frac{x}{A} = \cos\omega t \cdot \cos\varphi_1 - \sin\omega t \cdot \sin\varphi_1 \tag{14}$$

$$\frac{x}{B} = \cos\omega t \cdot \cos\varphi_2 - \sin\omega t \cdot \sin\varphi_2 \qquad (15)$$

(14) tənliyini $\cos\varphi_2$-yə, (15) tənliyini isə $\cos\varphi_1$-ə vurub, birinci bərabərlikdən ikincini

$$\frac{x}{A}\cos\varphi_2 - \frac{y}{B}\cos\varphi_1 = \sin\omega t \cdot \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \qquad (16)$$

alarıq. İndi isə (14) tənliyini $\sin\varphi_2$-yə, (15) tənliyini $\sin\varphi_1$-ə vurub, alınan bərabərlikləri tərəf-tərəfə çıxsaq:

$$\frac{x}{A}\sin\varphi_2 - \frac{y}{B}\sin\varphi_1 = \cos\omega t \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \qquad (17)$$

(16) və (17) bərabərliklərini kvadrata yüksəldərək tərəf-tərəfə toplasaq:

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - 2\frac{x \cdot y}{A \cdot B}\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \qquad (18)$$

tənliyini alarıq. Bu isə **ellipsin** tənliyidir.

Deməli, maddi nöqtə qarşılıqlı perpendikulyar, eyni tezlikli harmonik rəqsdə iştirak etdikdə yekun hərəkət ellips boyunca baş verir. Ellipsin koordinat oxlarına nəzərən yönəlməsi toplanan rəqslər arasındakı fazalar fərqindən asılıdır. Bu neçə xüsusi hala baxaq.

1. Tutaq ki, toplanan rəqslər arasındakı fazalar fərqi sıfırdır, yəni $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 0$. Onda (18) tənliyi:

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - 2\frac{x \cdot y}{A \cdot B} = 0 \Rightarrow \left(\frac{x}{A} - \frac{y}{B}\right)^2 = 0.$$

Buradan, $$y = \frac{B}{A}x \qquad (19)$$

şəklini alır. Bu isə düzxəttin tənliyidir. Deməli, fazalar fərqi sıfır olduqda, maddi nöqtə koordinat başlanğıcından keçən düz xətt boyunca hərəkət edir. Bu düz xəttin x oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tangensi toplanan rəqslərin amplitudları nisbətinə, yəni $\frac{B}{A}$-yə bərabərdir (şəkil 3). Yeknu rəqsin dövrü tezliyi ω, amplitudu isə $C = \sqrt{A^2 + B^2}$ olur.

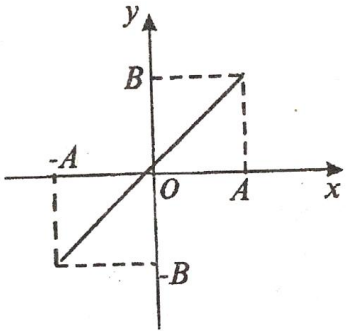
2. Toplanan rəqslər arasındakı fazalar fərqi $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \pi$ olduqda, (18) tənliyi:

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} + 2\frac{x \cdot y}{A \cdot B} = 0 \Rightarrow \left(\frac{x}{A} + \frac{y}{B}\right)^2 = 0.$$

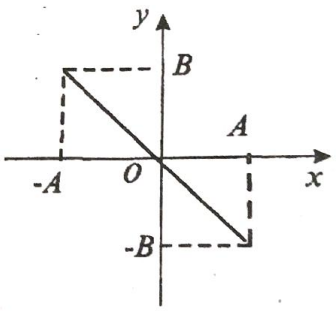
şəklini alır. Buradan,

$$y = -\frac{B}{A}x \qquad (20)$$

olur. Bu halda da yekun hərəkət, əvvəlki halda olduğu kimi koordinat başlanğıcından keçən düz xətt boyunca baş verən, ω tezlikli harmonik rəqsi harmonik rəqsi hərəkət olacaqdır. Lakin bu zaman düz xəttin x oxu ilə əmələ gətirdiyi bucaq $\frac{\pi}{2}$ -dən böyük olur (şəkil 4).



Şəkil 3.

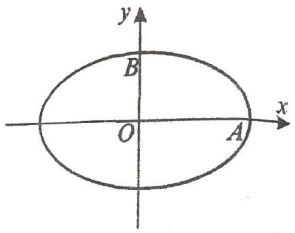


Şəkil 4.

3. Nəhayət, toplanan rəqslər arasındakı fazalar fərqi $\frac{\pi}{2}$-nin tək misillərinə bərabər, yəni $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2};\ 3\frac{\pi}{2}$ olduqda (18) tənliyi

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1 \qquad (21)$$

şəklini alın. Bu isə oxları, koordinat oxları boyunca yönəlmiş ellipsin tənliyidir. Fazalar fərqi $\frac{\pi}{2}$ olduqda maddi nöqtə ellips boyunca saat əqrəbi istiqamətində, fazalar fərqi $3\frac{\pi}{2}$ olduqda isə saat əqrəbinin əksi istiqamətində hərəkət edir (şəkil 5).



Şəkil 5.

Toplanan perpendikulyar harmonik rəqslərin amplitudları eyni olduqda ellips radiusu R=A=B olan çevrəyə çevrilir və (21) tənliyi

$$x^2 + y^2 = A^2 \qquad (22)$$

şəklini alır.

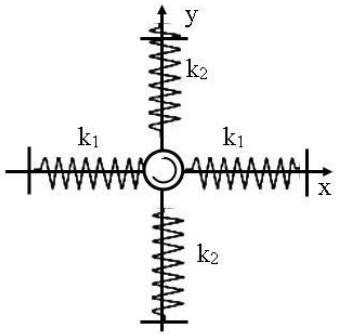
Buradan belə bir mühüm nəticə alınır: qarşılıqlı perpendikulyar, eyni ω tezlikli və eyni A amplitudlu, fazalar fərqi $\frac{\pi}{2}$ $\left(\text{yaxud } 3\frac{\pi}{2}\right)$ olan iki harmonik rəqsin toplanması nəticəsində, A radiusu çevrə boyunca ω bucaq sürətinə malik bərabərsürətli fırlanma hərəkəti edir. Fazalar fərqi $\frac{\pi}{2}$ olduqda bu hərəkət saat əqrəbinin hərəkəti istiqamətində, fazalar fərqi $3\frac{\pi}{2}$ olduqda isə onun əksinə baş verir.

Bu hökmün əksi də doğrudur, yəni çevrə boyunca istənilən bərabərsürətli fırlanma hərəkətini qarşılıqlı perpendikulyar, eyni tezlikli və eyni amplitudlu $x = A\cos\omega t$ və $y = A\cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$ kimi iki harmonik rəqsi hərəkətə ayırmaq olar.

Beləliklə, eyni tezlikli iki qarşılıqlı perpendikulyar harmonik rəqsin toplanması ümumi halda maddi nöqtənin ellips boyunca hərəkətinə gətirib çıxarır. Müəyyən hallarda bu ellips düzxəttə, yaxud çevrəyə çevrilir.

Qarşılıqlı perpendikulyar, müxtəlif tezlikli rəqslərin toplanması. Tutaq ki, qarşılıqlı perpendikulyar u və x oxları boyunca baş verən rəqslərin tezlikləri müxtəlifdir (şəkil 6).

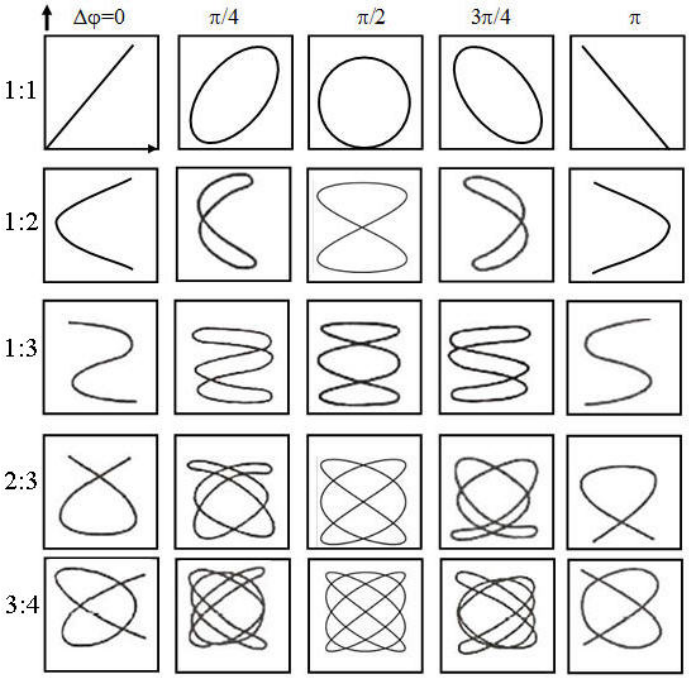
Bu zaman toplanma nəticəsində alınan yekun rəqsin trayektoriyası daha mürəkkəb qapalı bir əyri olur. Konkret hər bir əyrinin forması toplanan rəqslərin amplitudlarının, tezliklərinin və başlanğıc fazalarının qarşılıqlı nisbətindən asılı olur.



$$\omega_1 = \sqrt{2k_1 / m} \qquad \omega_{21} = \sqrt{2k_2 / m}$$

Şəkil 6.

Bu əyrilərə **Lissaju fiqurları** deyilir. Şəkil 7-də müxtəlif tezliklər nisbəti və fazalar fərqi üçün Lissaju fiqurları təsvir olunmuşdur. Şəklin solunda tezliklərin nisbəti, başında isə Δφ fazalar fərqinin qiymətləri göstərilmişdir.



Şəkil 7. Müxtəlif tezliklər nisbəti və fazalar fərqi üçün Lissaju fiqurları təsviri.

Tutaq ki, qarşılıqlı perpendikulyar rəqslərin tezlikləri n dəfə fərqlənir, yəni:

$$n = \frac{\omega_y}{\omega_x} = \frac{\nu_y}{\nu_x} = \frac{T_x}{T_y} \qquad (23)$$

Burada, ω_x və T_x – x oxu boyunca baş verən rəqslərin dairəvi tezliyi və periodu, ω_y və T_y isə y oxu boyunca baş verən rəqslərin dairəvi tezliyi və periodudur. n rasional ədəd olarsa, onu iki tam n_x və n_y ədədlərinin nisbəti şəklində göstərmək olar:

$$n = \frac{n_x}{n_y} \tag{24}$$

(23) və (24) bərabərliklərindən:

$$\frac{T_x}{T_y} = \frac{n_x}{n_y} \Rightarrow n_y \cdot T_x = n_x \cdot T_y = t_1 \tag{25}$$

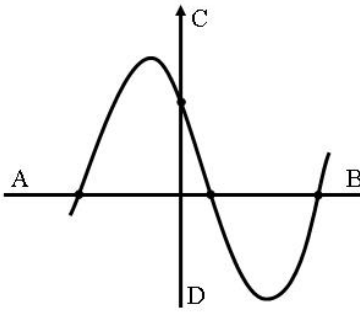
Buradan alınır ki, t_1 müddəti ərzində nöqtə y oxu boyunca n_x sayda tam rəqs, x oxu boyunca isə n_y sayda tam rəqs edir və t_1 müddəti keçdikdən sonra o, başlanğıc andakı fazaya malik olur, yəni sonrakı $t_2=t_1$ müddətində rəqs eynilə təkrarlanır. Nəticədə dayanıqlı bir Lissaju fiquru alınır.

(25) münasibətini tezliklər üçün yazsaq:

$$\frac{\nu_y}{\nu_x} = \frac{n_x}{n_y} \Rightarrow \nu_y = \frac{n_x}{n_y}\nu_x \tag{26}$$

Lissaju fiqurlarına əsasən tezliklər nisbətinin tapılması qaydasını müəyyənləşdirək. Verilmiş Lissaju fiqurundan x və y oxlarına paralel ixtiyari qarşılıqlı perpendikulyar AB və CD düzxətləri çəkilir.

AB xəttinin əyri ilə kəsişmə nöqtəsinin sayına görə n_x, CD xəttini əyri ilə kəsişmə nöqtələrinin sayına görə isə n_y müəyyənləşdirilir (şəkil 8).



Şəkil 8.

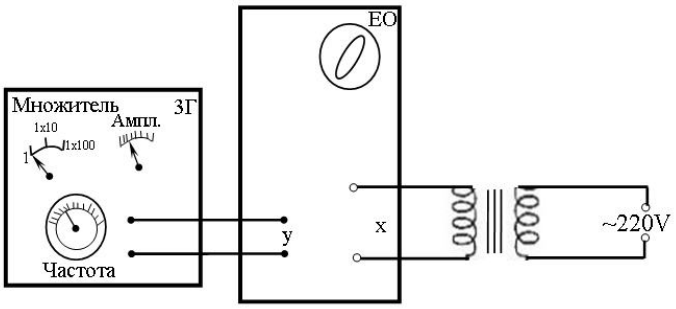
Bizim halda $n_x=3$ və $n_y=1$-dir. Deməli

$$\frac{\nu_y}{\nu_x} = \frac{3}{1} \Rightarrow \nu_y = 3\nu_x .$$

Əgər düz xətt əyrinin qollarının kəsişmə nöqtəsindən keçərsə, ümumi sayda onu 2 dəfə nəzərə alırlar.

İşin gedişi və ölçmələr:

1. Şəkil 9-da uyğun elektrik sxemi yığılır.



Şəkil 9.

2. Ossilloqrafda «diapazon çastot» dəstəyi «vkl» vəziyyətinə gətirilməklə generator dövrədən çıxarılır. x və y oxları boyunda «usilenie» dəstəkləri «0» vəziyyətinə gətirilir. Səs generatorunun «amplituda» dəstəyi də həmçinin «0»-a qoşulur.

3. Səs generatoru, ossilloqraf və transformator şəbəkəyə qoşulur. Fokuslanmaqla işıq ləkəsi ossilloqrafın koordinat torunun ortasına gətirilir.

4. «Usilenie no x» dəstəyini fırlatmaqla ekran üzərində şkalanın yarısı uzunluğunda üfüqi zolaq alınır.

5. Səs generatorunun «amplituda» dəstəyi fırladılaraq ekranda Lissaju fiquru alınrı.

6. Səs generatorunun tezlik tənzimləyicisinin dəstəyini fırlatmaqla bu fiqurun dayanıqlı vəziyyəti təmin edilir.

7. Əyrinin x və y oxları ilə kəsişmə nöqtələrinin n_x və n_y sayları müəyyənləşdirilir və (26) düsturuna əsasən ν_y hesablanır. ν_x-ın qiyməti səs generatorunun tezlik şkalasından götürülür.

8. Səs generatorunun tezliyini dəyişməklə yeni bir dayanıqlı Lissaju fiquru alınır və uyğun ν_y təyin edilir. Təcrübə 5 Lissaju fiquru üçün təkrarlanır.

12 RƏQS KONTURUNDA SÖNƏN ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİNİN TƏDQİQİ

İşin məqsədi: *Ossilloqrafda sönən elektromaqnit rəqslərini müşahidə etmək, sönmənin loqarifmik dekrementini və konturun keyfiyyətliyini təyin etmək.*

Ləvazimat: *ossilloqraf, induktiv sarğac, kondensator, müqavimətlər mağazası, səs generatoru.*

Sönən sərbəst rəqslər

Rəqs edən sistemdə enerji itkisi ilə əlaqədar rəqslərin zaman keçdikcə tədricən zəifləməsinə **sönmə** deyilir. Real sistemlərin rəqsləri həmişə sönən rəqslər olur.

Sərbəst **mexaniki** rəqslərin sönməsinə səbəb sistemdəki **sürtünmədir.** Rəqsin enerjisinin bir hissəsi sürtünmə qüvvəsinə qarşı görülən işə sərf olunur.

Elektrik rəqs konturunda sönməyə səbəb isə konturun omik **müqavimətə** malik olması, nəticədə rəqsin enerjisinin bir hissəsinin bu müqavimətdə Coul-Lens istiliyi şəklində ayrılmasıdır.

Mexaniki sistem

Tutaq ki, elastiki yaya bağlanmış m kütləli yükə $F = -kx$ elastiki qüvvə ilə yanaşı sürətin birinci dərəcəsi ilə mütənasib olan $F_s = -r\dot{x}$ sürtünmə qüvvəsi də təsir edir. «-» işarə qüvvənin hərəkətinin əksinə yönəldiyini göstərir. Burada r - **müqavimət əmsalı** adlanır.

Nyutonun II qanununa görə:

$$m\ddot{x} = -r\dot{x} - kx$$

$$\ddot{x} + \frac{r}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0$$

Bu diferensial tənliklərdə

$$\beta = \frac{r}{2m} \text{ və } \omega_0^2 = \frac{k}{m}$$

əvəzləmələrini aparsaq:

Elektrik sistemi

Tutaq ki, ardıcıl birləşdirilmiş kondensator və sarğacdan ibarət elektrik rəqs konturunun R omik müqaviməti sıfırdan fərqlidir. Onda konturdan cərəyan keçdikdə bu müqavimətdəki gərginlik düşgüsü $U_R = I \cdot R$ olacaqdır.

Kirxhofun II qaydasına görə:

$$-L\ddot{q} = R\dot{q} + \frac{q}{C}$$

$$\ddot{q} + \frac{R}{L}\dot{q} + \frac{1}{LC}q = 0 \qquad (1)$$

$$\beta = \frac{R}{2L} \text{ və } \omega_0^2 = \frac{1}{LC} \qquad (2)$$

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \qquad \ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0 \qquad (3)$$

ifadələrini alarıq. Bu tənliklər sönən mexaniki və elektrik rəqslərinin **diferensial tənlikləri** adlanır. Onlar hər ikisi ikinci tərtib, bircins diferensial tənlikdir.

$\beta = \frac{r}{2m}$ mexaniki rəqslər üçün, $\beta = \frac{R}{2L}$ isə elektrik rəqsləri üçün **sönmə əmsalı** adlanır. Mexaniki sistemlərdə r müqavimət əmsalı kiçik, cismin kütləsi böyük, rəqs konturunda isə omik müqavimət kiçik, sarğacın induktivliyi L böyük olduqda sönmə əmsalı $\beta \to 0$ yaxınlaşır.

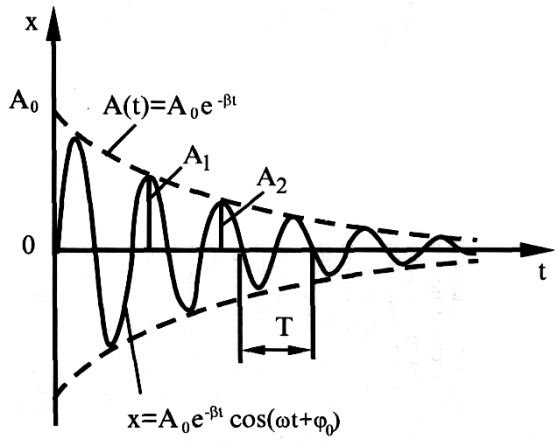
Bu diferensial tənliklərin həlləri uyğun olaraq:

$$x = A_0 e^{-\beta t}\cos(\omega t + \varphi_0) \qquad q = q_0 e^{-\beta t}\cos(\omega t + \varphi_0) \qquad (4)$$

şəklində olur. Bu ifadələrdən göründüyü kimi istər mexaniki, istərsədə elektrik rəqsləri harmonik qanunla dəyişir, hər iki rəqsin amplitudu zaman keçdikcə **eksponensial** qanunla azalır (şəkil 1). Sönmə əmsalı böyük olduqca amplitudun azalması daha sürətlə baş verir:

$$A = A_0 e^{-\beta t} \qquad q_m = q_0 e^{-\beta t} \qquad (5)$$

A_0 - başlanğıc anda mexaniki rəqslərin, q_0 - isə başlanğıc anda elektrik rəqslərinin amplitududur.



Şəkil 1.

Amplitudu sabit qalmayıb, zaman keçdikcə azalan rəqslərə ***sönən rəqslər*** *deyilir.*

Sönən mexaniki və elektromaqnit rəqslərinin **dairəvi tezliyi** və **periodu:**

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{k}{m} - \left(\frac{r}{2m}\right)^2} \qquad \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \qquad (6)$$

$$T=\frac{2\pi}{\sqrt{\omega^2-\beta^2}}=\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{k}{m}-\left(\frac{r}{2m}\right)^2}} \quad \Big| \quad T=\frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2-\beta^2}}=\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC}-\left(\frac{R}{2L}\right)^2}} \qquad (7)$$

Sönmə zamanı rəqsin periodu artır, yəni $T > T_0$ olur.

Sönən rəqsləri xarakterizə edən kəmiyyətlər.

1. **Relaksasiya müddəti** (τ). Sönən rəqslərin amplitudunun e dəfə azaldığı müddətə **relaksasiya müddəti** deyilir.

$$\frac{A(t)}{A(t+\tau)}=\frac{A_0e^{-\beta t}}{A_0e^{-\beta(t+\tau)}}=e^{\beta\tau}=e\Rightarrow\tau=\frac{1}{\beta} \qquad (8)$$

Deməli, relaksasiya müddəti sönmə əmsalının tərs qiymətinə bərabərdir:

$$\tau_{mex}=\frac{1}{\beta}=\frac{2m}{r} \quad \Big| \quad \tau_{elekt}=\frac{1}{\beta}=\frac{2L}{R} \qquad (9)$$

2. **Sönmənin loqarifmik dekrementi** (λ)**.** Sönən rəqslərdə sönmənin yeyinliyini xarakterizə etməkdən ötrü loqarifmik dekrement anlayışından istifadə edilir.

Bir-birindən zaman etibarı ilə T periodu qədər fərqlənən iki ardıcıl amplitudun nisbətinin natural loqarifmasına bərabər olan fiziki kəmiyyətə ***sönmənin loqarifmik dekrementi*** *deyilir:*

$$\lambda=\ell n\frac{A(t)}{A(t+T)}=\ell n\frac{A_0e^{-\beta t}}{A_0e^{-\beta(t+T)}}=\ell ne^{\beta T}=\beta T=\frac{T}{\tau}=\frac{1}{N_e} \qquad (10)$$

Burada, N_e - rəqsin amplitudunun e dəfə azaldığı müddətdə, yəni **relaksasiya müddəti ərzində baş verən rəqslərin sayını** göstərir.

Qeyd edək ki, rəqsin amplitudunun kiçilməsi zəif olduqda bir perioddan sonrakı yox, n perioddan sonrakı amplitudların nisbətini götürmək daha əlverişlidir. Bu halda loqarifmik dekrement

$$\lambda=\frac{1}{n}\cdot\ell n\frac{A(t)}{A(t+nT)}=\frac{1}{n}\cdot\ell n\frac{A_0e^{-\beta t}}{A_0e^{-\beta(t+nT)}}=\beta T \qquad (11)$$

olur. Elektromaqnit rəqsləri üçün $\beta=\frac{R}{2L}$ və $T=\frac{2\pi}{\omega}$ olduğundan:

$$\lambda=\beta T=\beta\cdot\frac{\omega}{2\pi}=\frac{R}{2L}\cdot\frac{2\pi}{\omega}=\frac{\pi R}{L\omega} \qquad (12)$$

Burada, $\omega=\sqrt{\omega_0^2-\beta^2}=\sqrt{\frac{1}{LC}-\left(\frac{R}{2L}\right)^2}$ sönən rəqslərin dairəvi tezliyidir. Sönmə zəif olduqda, yəni $\beta^2 << \omega_0^2$ olduqda, $\omega=\omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC}}$ olur. Bu halda loqarifmik dekrement

$$\lambda = \frac{\pi R}{L} \cdot \sqrt{LC} = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}} \tag{13}$$

olur.

3. **Rəqs edən sistemin keyfiyyətliyi** (Q)**.** Rəqs edən sistemin rezonans xassələrini xarakterizə edən əsas kəmiyyətlərdən biri də onun keyfiyyətliyidir.

Rəqs edən sistemin istənilən andakı enerjisinin, bir period ərzində səpilən enerjiyə, yəni bir period ərzindəki enerji itkisinə olan nisbətinin 2π *-yə hasilinə* ***keyfiyyətlilik*** *deyilir.*

$$Q = 2\pi \cdot \frac{W(t)}{W(t) - W(t+T)} = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\pi}{\beta T_0} = \frac{\omega_0}{2\beta} = \pi \cdot N_e \tag{14}$$

Konturun keyfiyyətliyinin π -yə nisbəti loqarifmik dekrementin tərs qiymətinə bərabərdir. Yaxud konturun keyfiyyətliliyi π -nin N_e -yə hasilinə bərabərdir.

Mexaniki rəqs sistemlərində keyfiyyətlik	*Elektrik rəqs sistemlərində keyfiyyətlik*
$Q = \frac{1}{r}\sqrt{k \cdot m}$	$Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}$ (15)

Sonuncu ifadədə $\sqrt{\frac{L}{C}}$ kəmiyyəti konturun **dalğa müqaviməti** adlanır.

Rəqs konturunda enerji onun **reaktiv elementlərində,** yəni kondensator və sarğacda cəmlənir. Enerji itkiləri isə **aktiv müqavimətdə** baş verir. Belə konturun keyfiyyətliyi

$$Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\omega L}{R} = \frac{1}{\omega CR} \Rightarrow Q = \frac{X_L}{R} = \frac{X_C}{R} \tag{16}$$

kimi təyin edilir.

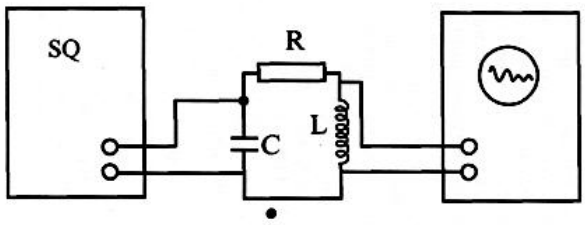
Rəqs konturunda R aktiv müqaviməti artdıqca onun rezonans xassələri zəifləyir və sönmə güclənir. $\omega_0^2 = \beta^2$ və ya $\omega_0 = \beta$ olduqda isə konturda rəqs yaranmır, elektrik enerjisi tamamilə Coul-Lens istiliyi şəklində ayrılır. Bu hala **aperiodik rejim** deyilir. R müqavimətinin bu şərti ödəyən qiyməti isə **böhran qiyməti** adlanır.

$$\omega_0 = \beta \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{R_b}{2L} \Rightarrow R_b = 2\sqrt{\frac{L}{C}} \tag{17}$$

Deməli, rəqs konturunda **omik müqavimətin böhran qiyməti** konturun **dalğa müqavimətinin iki mislinə** bərabərdir.

İşin gedişi və ölçmələr:

1. Şəkildə göstərilən elektrik sxemini yığmalı. Müəyyən C tutumunu və L induktivliyini seçməli və müqavimətlər mağazasında $R = 0$ götürməli.



Şəkil 2.

2. Ossilloqraf və səs generatorunu şəbəkəyə qoşmalı və bir neçə dəqiqə onların qızmasını gözləməli.

3. Ossilloqrafın **«çastota»** (tezlik) dəstəyini fırlatmaqla ekranda sönən rəqsləri almalı və onun şəklini şəffaf kağıza (kalkaya) köçürməli.

4. R müqavimətlər mağazasında omik müqaviməti tədricən artırmaqla kondensatorun boşalmasının aperiodik formasına keçməli və bu zaman böhran müqavimətinin R_b qiymətini qeyd etməli. R_b-nin təcrübədən alınan qiymətilə (17) düsturuna əsasən hesablanmış qiymətini müqayisə etməli.

5. Ossilloqrafın ekranında sönən rəqslərin amplitudunu bir və ya bir neçə perioddan bir təyin etməli. Amplitudların $A(t)$ və $A(t+nT)$ qiymətinə əsasən sönmənin loqarifmik dekrementini

$$\lambda = \frac{1}{n}\ell n\frac{A(t)}{A(t+nT)}$$

düsturuna əsasən hesablamalı. λ-nin qiymətini müəyyən etdikdən sonra konturun keyfiyyətliliyini

$$Q = \frac{\pi}{\lambda}$$

düsturuna əsasən hesablamalı.

6. λ və Q-nün təcrübədən təyin edilmiş qiymətləri ilə (13) və (16) düsturlarından nəzəri hesablanmış qiymətlərini müqayisə etməli.

7. L və C-nin qiymətlərinin dəyişməsindən asılı olaraq λ və Q-nin necə dəyişdiyini müəyyən etməli.

13 İNDUKTİVLİYİN, ELEKTRİK TUTUMUNUN TƏYİNİ. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏSİ ÜÇÜN OM QANUNUNUN YOXLANILMASI

İşin məqsədi: *dəyişən cərəyan dövrəsində induktivliyi və tutumu təyin etmək və belə dövrələr üçün Om qanununu yoxlamaq.*

Ləvazimat: *voltmetr, ampermetr, reostat, induktiv sarğac, kondensatorlar batareyası, LATR, ikiqütblü açar, birləşdirici naqillər, sabit cərəyan mənbəyi.*

Keçirici kontur bircins, stasionar maqnit sahəsində sabit bucaq sürətilə fırlandıqda onda elektromaqnit induksiya hadisəsinə görə harmonik qanunla dəyişən e.h.q.-si yaranır. Bu e.h.q.-si elektrik dövrəsinə verildikdə dövrədə **dəyişən elektrik** cərəyanı meydana gəlir. Öz qiymət və istiqamətini periodik olaraq dəyişən cərəyana **dəyişən cərəyan** deyilir. Dəyişən cərəyan məcburi elektrik rəqsləridir. Onun tezliyi elektrik dövrəsindəki məcburedici e.h.q.-nin tezliyinə bərabərdir.

R rezistor, L induktiv sarğac və C kondensatordan ibarət elektrik dövrələrinə

$$u = U_m \cos \omega t \tag{1}$$

qanunu ilə dəyişən gərginlik tətbiq olunduqda onlarda baş verən proseslərə baxaq.

Əvvəlcə tutaq ki, dəyişən cərəyan dövrəsinə ancaq müqaviməti R olan rezistor daxil edilmişdir $(L \to 0, C \to 0)$. **Omik** müqaviməti R olan rezistoru dövrəyə daxil edib, onun uclarına (1) qanunu ilə dəyişən gərginlik verildikdə yaranan cərəyan şiddəti Om qanununa görə

a) b)

Şəkil 1.

$$i = \frac{u}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t \tag{2}$$

olacaqdır. Burada, $I_m = U_m / R$ - cərəyan şiddətinin amplitud qiymətidir. (1) və (2) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, *cərəyan şiddəti və gərginlik* **eyni fazada** dəyişirlər, yəni onlar arasında *fazalar fərqi sıfra* bərabərdir.

Dəyişən gərginliklə cərəyan şiddəti arasındakı münasibəti **vektor diaqramı** üsulu ilə əyani göstərmək olar. 1-ci şəkildə rezistordakı cərəyanın I_m amplitud qiymətilə gərginliyin U_{Rm} amplitud qiymətlərinin vektor diaqramı göstərilib. I_m və U_{Rm} arasında fazalar fərqi 0-a bərabərdir.

Dəyişən cərəyan dövrəsində rezistorun R müqaviməti, dəyişən cərəyanın tezliyindən asılı deyildir: $R = \rho\frac{\ell}{S}$. Rezistordan cərəyan keçdikdə onda $Q = I^2Rt$ **Coul-lens istiliyi** ayrılır. Bu halda dəyişən cərəyan dövrəsindəki R müqaviməti **aktiv müqavimət** adlanır.

İndi tutaq ki, dəyişən cərəyan dövrəsinə ancaq induktivliyi L olan sarğac daxil edilmişdir $(R \to 0, C \to 0)$. Bu halda sarğaca (1) qanunu ilə dəyişən gərginlik verildikdə dövrədən dəyişən cərəyan axır və nəticədə sarğacda $\varepsilon_{is} = -L\frac{di}{dt}$ öz-özünə induksiya e.h.q.-si yaranır. Baxılan dövrə üçün Kirxhofun II qaydası

$$U_m \cos\omega t - L\frac{di}{dt} = 0$$

kimi yazılır. Buradan

$$L\frac{di}{dt} = U_m \cos\omega t \Rightarrow di = \frac{U_m}{L}\cos\omega t$$

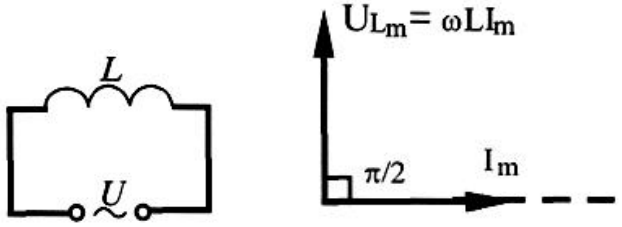
kimi olur. Sonuncu ifadəni inteqrallasaq

$$i = \frac{U_m}{\omega L}\sin\omega t = \frac{U_m}{\omega L}\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = I_m \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \tag{3}$$

alarıq. Burada,

$$I_m = \frac{U_m}{\omega L} = \frac{U_m}{X_L} \tag{4}$$

cərəyan şiddətinin amplitud qiyməti, $X_L = \omega L$ - isə **induktiv müqavimət** adlanır.



a) b)

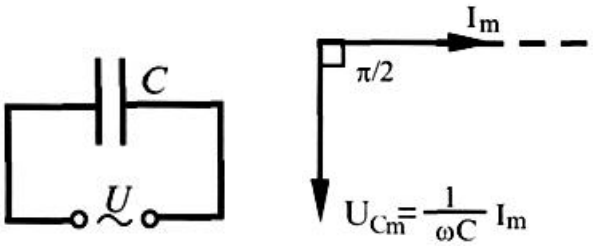
Şəkil 2.

(1) və (3) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, induktiv sarğacda (deməli, **induktiv müqavimətdə**) gərginlik və cərəyan şiddətinin fazaları üst-üstə düşmür. Sarğacda cərəyan şiddəti gərginlikdən fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər **geri qalır**, yaxud tərsinə, gərginlik cərəyan şiddətini fazaca

$\frac{\pi}{2}$ qədər **qabaqlayır.** Sarğacda gərginliyin amplitud qiymətinin $U_{Lm} = \omega L \cdot I_m$ olduğunu və gərginliyin cərəyan şiddətini fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqladığını nəzərə alıb bu hal üçün də vektor diaqramını quraq (şəkil 2b).

Dəyişən cərəyan dövrəsində $X_L = \omega L$ induktiv müqaviməti omik müqavimətdən fərqli olaraq dəyişən cərəyanın tezliyindən asılıdır. Digər tərəfdən induktiv müqavimətdə C**oul-Lens istiliyi ayrılmır.** Ona görə də induktiv müqavimətə **reaktiv müqavimət** deyilir.

İndi tutaq ki, dəyişən cərəyan dövrəsinə ancaq tutumu C olan kondensator daxil edilmişdir $(R \to 0, L \to 0)$ (şəkil 3a). Əgər kondensatora (1) qanunu ilə dəyişən gərginlik tətbiq etsək, dövrədən dəyişən cərəyan axacaqdır. Xarici gərginlik kondensatora tətbiq olunduğundan və $R \to 0$ olduğuna görə



a) b)

Şəkil 3.

$$U_C = \frac{q}{C} = U_m \cos \omega t \Rightarrow q = CU_m \cos \omega t$$

olar. Dövrədəki cərəyan şiddətini təyin etsək

$$i = \frac{dq}{dt} = -\omega C U_m \sin \omega t = I_m \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \quad (5)$$

olacaqdır. Burada, $I_m = \omega C U_m = \frac{U_m}{1/C\omega}$ - cərəyan şiddətinin amplitud qiyməti, $X_C = \frac{1}{C\omega}$ - isə **tutum müqaviməti** adlanır.

Kondensatordakı gərginlik düşgüsü

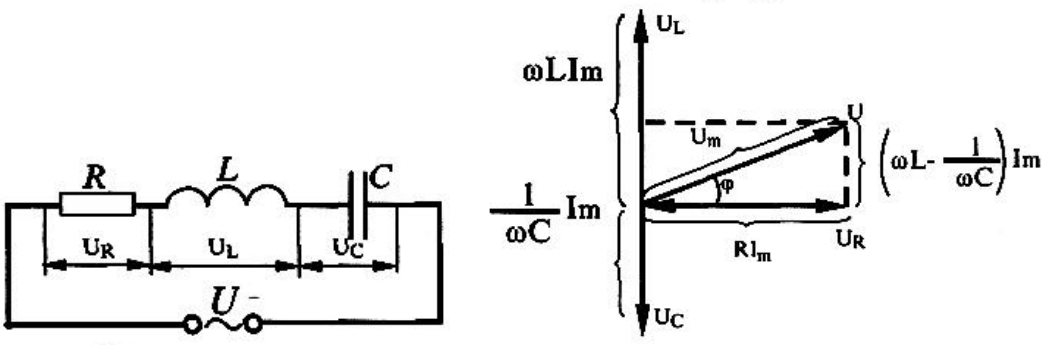
$$U_C = \frac{1}{\omega C} I_m \cos \omega t \quad (6)$$

qanunu ilə dəyişir. (5) və (6) tənliklərinin müqayisəsi göstərir ki, tutum müqavimətindən axan cərəyan şiddəti ondakı gərginlik düşgüsünü fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır, yaxud əksinə, tutum müqavimətində gərginlik ondan axan cərəyandan fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər **geri qalır**. Kondensatorda

gərginliyin amplitud qiymətinin $U_{Cm} = I_m / \omega C$ olduğunu və gərginliyin cərəyan şiddətindən fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qaldığını nəzərə alıb, bu hal üçün vektor diaqramını quraq (şəkil 3b).

Dəyişən cərəyan dövrəsində $X_C = 1/\omega C$ tutum müqaviməti də omik müqavimətdən fərqli olaraq dəyişən cərəyanın tezliyindən asılıdır. Sabit cərəyan dövrəsində $X_C \to \infty$ olur, yəni sabit cərəyan kondensatordan keçmir. Digər tərəfdən tutum müqavimətində də **Coul-Lens istiliyi ayrılmır**, yəni o da **reaktiv müqavimətdir.**

İndi ardıcıl birləşdirilmiş R müqavimətli rezistor, L induktivlikli sarğac və C tutumlu kondensatordan ibarət dövrəyə baxaq (şəkil 4).



a) b)

Şəkil 4.

Dövrəyə (1) qanunu ilə dəyişən gərginlik verildikdə dövrədə dəyişən cərəyan yaranır, o da öz növbəsində dövrənin bütün elementlərində U_R, U_L və U_C gərginlik düşgüləri yaradır. Şəkil 4b–də rezistordakı (U_R), sarğacdakı (U_L) və kondensatordakı (U_C) gərginlik düşgülərinin amplitudlarının vektor diaqramı göstərilmişdir. Bu gərginlik düşgülərinin amplitudlarının **vektorial** cəmi tətbiq olunan gərginliyin U_m amplituduna bərabər olmalıdır. Düzbucaqlı üçbucaqdan:

$$(RI_m)^2 + \left[\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) I_m\right]^2 = U_m^2$$

Buradan cərəyan şiddətinin amplitud qiymətini təyin etsək,

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \qquad (7)$$

ifadəsini alarıq. Buna **dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanunu** deyilir.

Şəkil 4b-dən göründüyü kimi gərginliklə cərəyan şiddəti arasındakı fazalar fərqinin tangensi

$$tg\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \tag{8}$$

kimidir. Beləliklə, əgər dövrəyə verilən gərginlik $u = U_m \cos \omega t$ qanunu ilə dəyişirsə, dövrədən axan cərəyan şiddəti

$$i = I_m \cos(\omega t - \varphi) \tag{9}$$

qanunu ilə də dəyişəcəkdir. Burada, I_m və φ uyğun olaraq (7) və (8) düsturları ilə təyin edilir.

(7) düsturunun məxrəcində duran

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \tag{10}$$

ifadəsi **dəyişən cərəyan dövrəsinin tam müqaviməti**, yaxud **impedans** adlanır. (10) düsturunda mötərizənin içərisindəki ifadə X hərfi ilə işarə edilir və adına **reaktiv müqavimət** deyilir.

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = X_L - X_C$$

Burada, $X_L = \omega L$ - **induktiv**, $X_C = 1/\omega C$ - **tutum müqavimətdir**. Qeyd edək ki, ω artdıqca induktiv müqavimət artır, tutum müqavimət isə azalır. X_L və X_C -nin ölçü vahidləri müqavimətin ölçü vahidi ilə eyni olsa da, **coul-lens istiliyi** ancaq aktiv müqavimətdə ayrılır.

Əgər ardıcıl birləşdirilmiş R, L və C dövrəsində

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} \Rightarrow \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{11}$$

şərti ödənilərsə, (8) düsturuna görə cərəyan şiddətilə gərginlik arasındakı fazalar fərqi $\varphi = 0$ olacaqdır, yəni cərəyanın rəqsləri gərginliyin rəqsləri ilə **sinfaz** baş verəcəkdir. Bu zaman (10) düsturuna görə dövrənin **tam müqaviməti** Z ən kiçik qiymət alıb, R **aktiv müqavimətə** bərabər olacaq, (7) düsturuna görə dövrədəki cərəyan şiddəti U_m -in verilmiş qiymətində mümkün olan **ən böyük qiymətini** alacaqdır. Bu hadisə **gərginliklərin rezonansı,** (11) düsturu ilə təyin edilən tezlik **rezonans tezliyi** adlanır.

Rezonans zamanı aktiv müqavimətdəki gərginlik düşgüsü dövrəyə tətbiq olunan xarici gərginliyə bərabər olur ($U_R = U$), kondensatordakı U_C və induktiv sarğacdakı U_L gərginlik düşgüləri qiymətcə bərabər, fazaca isə əks olurlar:

$$(U_L)_{rez} = (U_C)_{rez} = \sqrt{\frac{L}{C}} I_m = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} \cdot U_m$$

$\frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = Q$ olduğundan

$$(U_L)_{rez} = (U_C)_{rez} = Q \cdot U_m \text{ alınır.} \tag{12}$$

Adi rəqs konturlarının Q **keyfiyyətliyi** 1-dən böyük olduğundan, (12) ifadəsinə görə **rezonans zamanı** həm induktivlikdəki, həm də kondensatordakı gərginlik dövrəyə tətbiq olunan gərginliyi

aşır. Gərginliyin bu güclənməsi tezliyin yalnız rezonans tezliyi ətrafında çox dar intervalda yerləşən müəyyən qiymətində mümkündür. Radioqəbuledicinin lazımi dalğaya köklənməsi bu hadisəyə əsaslanır.

(1)-(7) düsturlarındakı I_m və U_m cərəyan şiddəti və gərginliyin **amplitud** qiymətləridir. Dəyişən cərəyan dövrəsində ampermetr və voltmetrin göstərdiyi isə cərəyan şiddəti və gərginliyin **təsiredici**, yaxud **effektiv** qiymətləri olur. Cərəyan şiddəti və gərginliyin amplitud qiymətləri ilə təsiredici qiymətləri arasındakı əlaqə

$$I_{ef} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \text{ və } U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \tag{13}$$

kimidir.

Dəyişən cərəyan dövrəsində ayrılan **orta güc**

$$< P >= I_{ef} \cdot U_{ef} \cdot \cos\varphi$$

düsturu ilə hesablanır. Burada $\cos\varphi$ **güc əmsalı** adlanır. Beləliklə dəyişən cərəyan dövrəsində ayrılan güc təkcə gərginlik və cərəyan şiddətindən deyil, onlar arasındakı fazalar fərqindən də asılıdır. U və I hansı qiymət alsalar da onlar arasındakı fazalar fərqi $\varphi = \pi/2$ olduqda $< P >= 0$ olur.

Tapşırıq 1. ***Sarğacın induktivliyinin təyini***

Əgər dəyişən cərəyan dövrəsinə r reostatı ilə ardıcıl, induktivliyi L olan sarğac daxil edilərsə (şəkil 5), (7) ifadəsi

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \Rightarrow I_{ef} = \frac{U_{ef}}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \tag{14}$$

şəklini alır. Bu halda dəyişən cərəyan dövrəsinin tam müqaviməti

$$Z_1 = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$$

olur. Bu düsturdan sarğacın induktivliyini təyin etsək

$$L = \frac{\sqrt{Z_1^2 - R^2}}{\omega} \tag{15}$$

ifadəsini alarıq. Burada, R - aktiv müqavimət, ω - dairəvi tezlik, Z - isə baxılan dəyişən cərəyan dövrəsinin tam müqavimətidir. Deməli, L-i hesablamaq üçün Z, R, ω-nı təyin etmək lazımdır.

Dövrənin tam müqaviməti ampermetr və voltmetrin göstərişlərinə əsasən

$$Z_1 = \frac{U_{ef}}{I_{ef}} \tag{16}$$

düsturu ilə, aktiv müqavimət isə

$$R = \frac{U_{sabit}}{I_{sabit}} \tag{17}$$

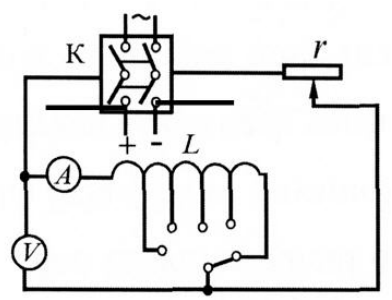
ifadəsi ilə təyin edilə bilər. Sarğacdakı dəyişən gərginliklə cərəyan şiddəti arasındakı fazalar fərqini (8) düsturuna uyğun olaraq

$$tg\varphi = \frac{\omega L}{R} \qquad (18)$$

ifadəsi ilə hesablamaq mümkündür.

Bunun üçün 5-ci şəkildə təsvir olunmuş sarğac, reostat və iki qütblü açardan ibarət sxem yığılır. K çevirici açarı dövrəyə həm **sabit**, həm də **dəyişən gərginlik** tətbiq etməyə imkan verir.

Ölçmələrdə istifadə olunan ampermetr və voltmetr həm sabit, həm də dəyişən cərəyan dövrələrində ölçü aparmağa yararlı olmalıdır. Mənbə kimi şəhər şəbəkəsindən istifadə olunduğundan $\omega = 2\pi\nu = 314 san^{-1}$ götürülür.



Şəkil 5.

İşin gedişi və ölçmələr:

1. Sarğacın aktiv R müqavimətini ölçmək üçün r reostatının sürgüsü maksimum müqavimətə qoyulur və ikiqütblü K açarı vasitəsilə dövrə əvvəl sabit cərəyan mənbəyinə qoşulur. Reostatın sürgüsü hərəkət etdirilməklə ampermetrdə əqrəbin kifayət qədər meylinə nail olunur. Dövrədəki cərəyan şiddəti və sarğacın işlək sarğılarının sıxaclarına verilmiş gərginlik ölçülür. Sonra (17) düsturunun köməkliyi ilə sarğacın aktiv müqaviməti təyin edilir.

K açarını uzun müddət mənbəyə qoşulu vəziyyətdə saxlamaq olmaz. Çünki uzun müddət cərəyan keçdikdə sarğac qızır və onun aktiv müqaviməti dəyişir.

2. Sarğacın tam müqavimətini təyin etmək üçün K açarı çevrilir və dövrə şəhər şəbəkəsinə qoşulur. Yenə r reostatının sürgüsünü hərəkət etdirməklə ampermetrin əqrəbinin kifayət qədər meylinə nail olunur. Ampermetr və voltmetrin göstərişlərinə əsasən $Z_1 = \frac{U_{ef}}{I_{ef}}$ düsturu vasitəsilə dövrənin tam müqaviməti hesablanır.

3. Beləliklə, R və Z-in təcrübədən tapılmış qiymətlərini (15) düsturunda yerinə yazmaqla sarğacın induktivliyini hesablamaq olar. L və R-in qiymətlərini müəyyən etdikdən sonra (18) düsturunun köməkliyi φ kəmiyyətini hesablanır.

Bu təcrübələri sarğaca içlik daxil etməklə də təkrarlamaq olar.

4. Təcrübəni 3-4 dəfə təkrar edib L-in orta qiymətini və xətaları hesablamalı.

Tapşırıq 2. ***Kondensatorun tutumunun təyini.***

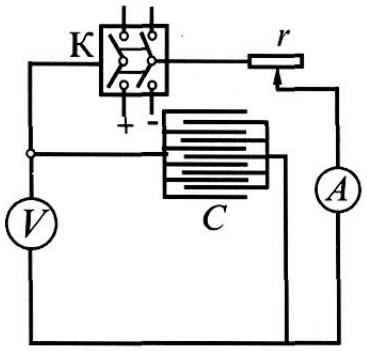
Əgər dəyişən cərəyan dövrəsinə r reostatı ilə ardıcıl tutumu C olan kondensator daxil edilərsə (şəkil 6), (7) ifadəsi

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}} \Rightarrow I_{ef} = \frac{U_{ef}}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}} \qquad (19)$$

şəklini alır. Bu halda dəyişən cərəyan dövrəsinin tam müqaviməti

$$Z_2 = \sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}$$

olur. Bu düsturdan kondensatorun tutumunu təyin etsək



Şəkil 6.

$$C = \frac{1}{\omega\sqrt{Z_2^2 - R^2}} \qquad (20)$$

ifadəsini alarıq. Burada, R - dövrənin aktiv müqaviməti, Z_2 - isə tam müqavimətidir. Əgər voltmetr birbaşa kondensatorun köynəklərindəki gərginliyi ölçərsə, (20) düsturu bir qədər də sadələşib

$$C = \frac{1}{\omega Z_2} \qquad (21)$$

şəklini alır. Bu halda $R = 0$ olur.

Z_2-ni təyin etmək üçün 6-cı şəkildə təsvir olunmuş ardıcıl birləşdirilmiş kondensator, reostat, ampermetr və iki qütblü açardan ibarət sxem yığılır. Voltmetr kondensatorun sıxaclarına paralel birləşdirilir. Bu halda r reostatı kondensatoru deşilmədən və qısa qapanmadan qoruyucu rolunu oynayır.

İşin gedişi və ölçmələr:

1. İkiqütblü açar vasitəsilə dövrəni şəbəkəyə qoşmalı, ampermetr və voltmetrin göstərişlərinə əsasən I_{ef} və U_{ef}-in qiymətlərini müəyyənləşdirməli və $Z_2 = \frac{U_{ef}}{I_{ef}}$ düsturuna əsasən Z_2 müqavimətini hesablamalı. Z_2-nin qiymətini (21) düsturunda yerinə yazaraq kondensatorun tutumunu təyin etməli.

2. Bu ölçmələri əvvəlcə kondensator batareyasının hər bir seksiyası üçün ayrı-ayrılıqda, sonra isə onların paralel və ardıcıl birləşmələri üçün aparmalı. Alınmış nəticələrə əsasən kondensatorların birləşmə qanunlarını yoxlamalı.

3. Təcrübəni 3-4 dəfə təkrar edib C-nin orta qiymətini və xətaları hesablamalı.

Tapşırıq 3. Dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanununun yoxlanılması.

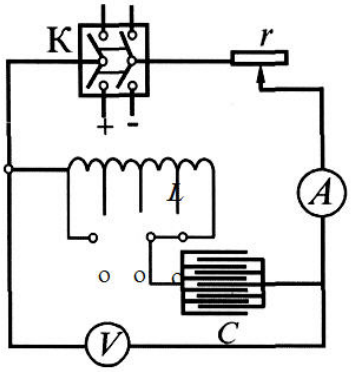
Əgər dəyişən cərəyan dövrəsinə r reostatı ilə ardıcıl induktivliyi L olan sarğac və tutumu C olan kondensator daxil edilərsə, dövrədəki cərəyan şiddəti

$$I_{ef} = \frac{U_{ef}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \qquad (22)$$

olur. Bu halda dəyişən cərəyan dövrəsinin tam müqaviməti

$$Z_3 = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \qquad (23)$$

olur. Bu düsturu yoxlamaq üçün 7-ci şəkildə təsvir olunmuş, ardıcıl birləşdirilmiş reostat, kondensator, sarğac, ampermetr və iki qütblü açardan ibarət sxem yığılır. Voltmetr kondensator və sarğaca paralel birləşdirilir.



Şəkil 7.

İşin gedişi və ölçmələr:

1. r reostatının sürgüsünü maksimum müqavimətə qoymalı və K açarı vasitəsilə dövrəni dəyişən cərəyan şəbəkəsinə qoşmalı. Sonra reostatın sürgüsünü hərəkət etdirməklə ampermetrin əqrəbinin kifayət qədər meylinə nail olmalı, cihazların göstərişinə əsasən I_{ef} və U_{ef}-i qeyd etməli. Bu qiymətləri $Z = \frac{U_{ef}}{I_{ef}}$ düsturunda yerinə yazmaqla Z-i tapmalı.

2. Digər tərəfdən R, L və C-nin qiymətlərini nəzərə almaqla (23) düsturuna əsasən Z-i hesablamalı və alınmış qiyməti bilavasitə təcrübədən alınmış qiymətlə müqayisə etməli.

3. $tg\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$ düsturundan istifadə etməklə cərəyan şiddəti ilə gərginlik arasındakı fazalar fərqini hesablamalı.

4. Təcrübəni 3-4 dəfə təkrar edib, xətaları hesablamalı.

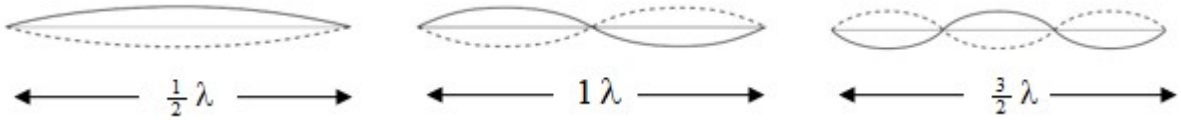
14 İPDƏ DURGUN DALĞALARIN YAYILMASININ ÖYRƏNİLMƏSİ

Ləvazimat: *sinusoidal dalğa generatoru, ip vibratoru, hörülmüş sarı ip, sıxac, tərpənməz blok, çəki daşları, tərəzi, ruletka.*

İşin məqsədi: *sinusoidal dalğa generatoru ipin hərəkətini idarə edərək onda durğun dalğa yaradır. Seçilmiş tezlik, ipin uzunluğu, sıxlığı, gərginliyi dəyişdirilərək bu dəyişmələrin rəqs edən ipdə dalğa sürətinə təsiri tədqiq edilir.*

Qısa nəzəriyyə

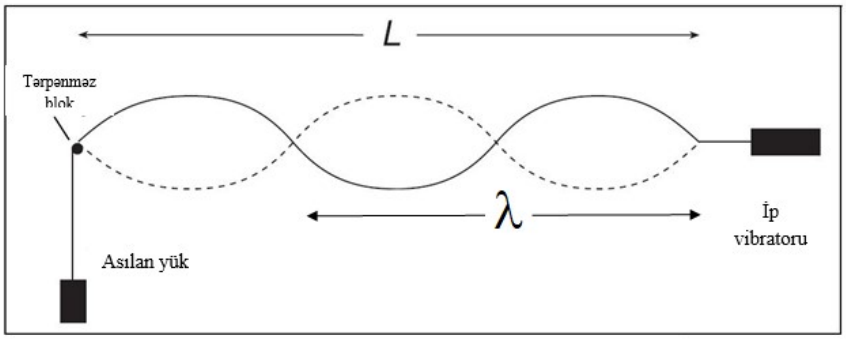
Dartılan ip bir çox təbii rəqs moduna malikdir (aşağıda bunlardan üç nümunə göstərilmişdir). Əgər ipin hər iki ucu bərkidilmişsə,onda hər iki ucda düyün nöqtəsi (heç bir amplitude müşahidə olunmur) və ən azı bir qarın nöqtəsi (maksimal amplituda müşahidə olunur) olmalıdır. İpin uzunluğu (L) $\frac{1}{2}\lambda$ dalğa uzunluğuna bərabər olduğu halda o, tək seqment kimi rəqs edə bilər. O, həmçinin hər iki ucunda və ortasında bir düyün olan iki seqment şəklində rəqs edə bilər; bu zaman dalğa uzunluğu ipin uzunluğuna bərabərdir. Ip daha böyük tam saylı seqment şəklində də rəqs edə bilər. Hər bir halda, ipin uzunluğu yarım dalğanın bir neçə tam mislinə bərabər olur. Əgər dartılan ip üçün ixtiyari tezlik seçsək, yəqin ki heç bir xüsusi mod müşahidə edilməyəcək.: bir neçə mod bir – birinə qarışacaq. Lakin, seçilən tezlik , gərilmə quvvəsi, və uzunluq düzgün uyğunlaşdırılarsa, rəqs modlarından biri digər modlara nəzərən daha geniş amplituda malik olur.



Bu eksperimentdə durğun dalğalar elektriklə idarə olunan İp Vibratorunun rəqsləri vasitəsi ilə dartılan ipdə reallaşdırılır.

Qurğunun təsviri

İpin gərilmə quvvəsi tərpənməz blokdan aşırılmış kütlələrin ağırlıq qüvvəsinə bərabərdir. Kütlələri dəyişməklə gərilmə qüvvəsini dəyişmək olar. İp vibratorunu hərəkətə gətirən Sinusoidal dalğa generatorunun çıxışını tənzimləməklə dalğanın amplitudunu və tezliyini tənzimləyə bilərsiniz.



L ipin rəqs edən hissəsinin uzunluğudur və λ dalğanın uzunluğudur. yuxarıda göstərilən 3 seqmentdə rəqs edən ip üçün, λ=2/3 L olur.

Dalğa uzunluğu λ , tezliyi f, sürəti υ olan istənilən dalğa üçün (1) şərti ödənilir.

$$\upsilon = \lambda f \qquad (1)$$

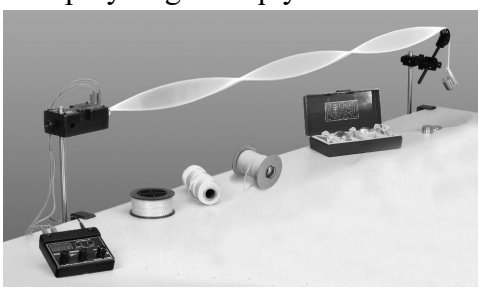
Bundan əlavə, ipdə dalğanın yayılma sürəti (2) ifadəsi ilə verilir:

$$\upsilon = \sqrt{\frac{F}{\mu}}$$

μ ipin xətti sıxlığı olub, ipin vahid uzunluğuna uyğun kütləsidir. Asılmış (m) kütləsinə tətbiq olunmuş (F) gərilmə qüvvəsi kütlənin ağırlıq qüvvəsinə (mg) bərabərdir.

İşin gedişi

1. Uzunluğu bir neçə metr olan hörülmüş ipin eksperimentə lazım olan hissəsinin uzunluğunu dəqiq ölçün. Həmin hissənin kütləsini ölçün və xətti sıxlığını μ (kütlə/uzunluq). (Əgər sizin tərəziniz 0.01 qr dəqiqliyi qeyd bilmirsə, siz xətti sıxlığı hesablamaq üçün ipin daha uzun hissəsindən istifadə edə bilərsiniz).
2. Şəkildə göstərildiyi kimi, sinusoidal dalğa generatorunu və tərpənməz bloku bir – birindən təxminən 120 sm aralı yerləşdirmək üçün iki sıxacdan istifadə edin.Hörülmüş sapdan 150 sm – lik hissə kəsib, onun bir ucunu İp vibratoruna bərkidin, digər ucunu tərpənməz blokdan aşıraraq 150 qramlıq kütləni ondan asın.
3. İp vibratorunda ipin düyünləndiyi nöqtədən tərpənməz blokun zirvəsinədək olan məsafəni ölçün. Bu, L – məsafəsidir (qeyd edək ki, L ipin maksimal uzunluğu deyil, yalnız rəqs edən hissənin uzunluğudur).
4. Sinusoidal dalğa generatorunu qoşun və “Amplituda” düyməsini tamamilə aşağı (saat əqrəbinin əksinə) fırladın. İki birləşdirici naqildən istifadə edərək Sinusoidal dalğa generatorunu ip vibratoruna birləşdirin, bu zaman polyarlığın fərqi yoxdur.



I hissə

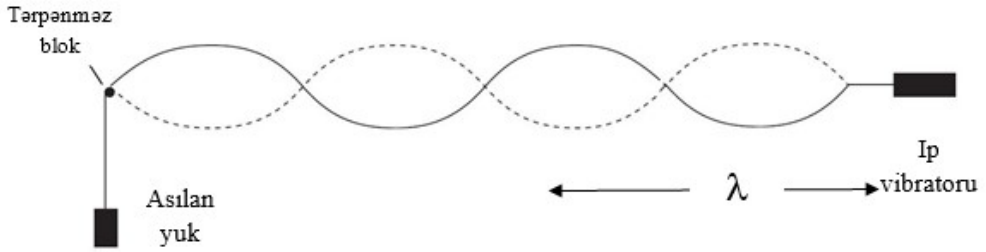
1. Amplituda düyməsini təxminən ortaya gətirin. Sinusoidal dalğa generatorunun (1.0) və (0.1) tezlik düymələrindən istifadə etməklə rəqsləri elə tənzimləyin ki, ipin rəqsləri bir seqmentli olsun.Amplituda və tezliyi idarə etməklə geniş amplitudlu dalğanı tapın , lakin rəqs edən tiyənin ucuna nəzarət edin: ipin bağlandığı nöqtədə düyün olmalıdır. Geniş amplitudlu dalğalardan çox tiyədə yaxşı düyünün olması daha vacibdir.
2. Tezliyi qeyd edin. Alınan qiymətdə nə dərəcədə kənaraçıxma vardır? Nəticə əldə edənədək tezliyi nə qədər dəyişmək lazımdır?
3. İki seqmentli durğun dalğa almaq üçün 1 və 2 addımlarını təkrar edin. İp uclarda və mərkəzdə bir düyün olmaqla rəqs edəcək. Asılan kütləni dəyişməyin.
4. Birseqmentli dalğa tezliyi ilə iki seqmentli dalğa tezliyi necə əlaqəlidir? Tezliklərin nisbətini hesablayın. Nisbət, sizin gözlədiyiniz kimidir?
5. İki seqmentdə rəqs edən, ipin L uzunluğu, dalğa uzunluğuna bərabərdir ($L = \lambda$). Aldığımız qiymət bir dalğa uzunluğuna oxşayır? Beləliklə ip sürətlə yuxarı və aşağı rəqs etdikdə, birinin qalxmasını və o birinin enməsini çətinliklə görmək olur. Qarın nöqtəsində ipə toxunmağa çalışın. Nə baş verir? Mərkəzi düyündə ipə toxunmağa çalışın. Siz ipdə rəqs prosesinə təsir etmədən düyün nöqtəsini saxlaya bilərsiniz ya yox?
6. İp bir seqmentdə rəqs etdikdə dalğa uzunluğu nə qədər idi? Bir seqmentli dalğanın sürətini hesablamaq üçün (1) tənliyindən istifadə edin. İki seqmentli dalğanın sürətini hesablayın. Bu iki qiyməti müqayisə edin. Onlar eynidirlər? Niyə?
7. Asılan kütlənin (kütlə asılqanını unutmayın) hesabına ipdə yaranan gərilmə qüvvəsini hesablayın və ipin ölçülmüş sıxlığından istifadə edərək (2) tənliyi vasitəsi ilə dalğanın sürətini hesablayın. Bu cavab 6 bəndindəki cavabla necə uyğunlaşır?
8. Tezliyi ipin üç seqmentdə rəqs etməsi üçün uyğunlaşdırın. Sürət indi nə qədərdir? O dəyişir? Dalğanın sürəti dalğa uzunluğundan və tezlikdən asılıdır?
9. Tezliyi iki və üç seqmentli dalğaların tezlikləri arasında seçin. Tezliyi elə seçin ki, heç bir xüsusi durğun dalğa müşahidə olunmasın. İp vibratorunu stoldan ayırın və tədricən tərpənməz bloka doğru hərəkət etdirin. Seçilmiş tezliyi və asılmış kütləni dəyişdirmədən rəqs edən ipin uzunluğunu o vaxta qədər azaldın ki, rəqs iki seqmentli şəkil alsın. Yeni dalğa uzunluğunu ölçün və dalğanın sürətini hesablayın. Bu əvvəlki qiymətə uyğundur? Dalğanın sürəti ipin uzunluğundan asılıdır?

II hissə

1. İp Vibratoru onun ilkin vəziyyətində, tərpənməz blokdan təxminən 120 sm məsafədə bərkidin və L uzunluğunu yenidən ölçün. Tərpənməz blokdan aşırılan ipdən 50 qr yük asın. asılan kütlə ilə asılqanın birlikdə kütləsini qeyd edin.
2. Sinusoidal dalğa generatorunun tezliyini elə seçin ki, ipin rəqsi dörd seqmentli olsun. Əvvəldə olduğu kimi, idarəolunan amplitudu və tezliyi elə seçin ki, geniş amplitudlu dalğa və tiyənin ucundakı düyün də daxil olmaqla dəqiq düyünlər alınsın. Uyğun tezliyi qeyd edin.

3. Asılqana 50 qr yuk əlavə etməklə 1 və 2 addımlarını təkrar edin.

4. yuku hər dəfə 50 qr artırmaqla ən azı 250 qrama qədər çatdırın. Məlumatları cədvəldə qeyd edin.



ANALİZ

1. Təcrübənin bu hissəsi üçün tezlik həmişə elə seçilmişdir mki, tənzimləməlisin dalğa dörd seqmentli olmuşdur və bu halda ipin uzunluğu iki dalğa uzunluğuna bərabər olur (L = 2λ). Bu məlumatlardan istifadə edərək göstərmək olar ki, (1) və (2) tənliklərini aşağıdakı şəkildə birləşdirmək olar..

$$f^2 = \frac{4g}{\mu L^2} m$$

f - sinusoidal dalğa generatorunun idarəedici tezliyi; g – sərbəst düşmə təcili; m – asılan kütlənin ümumi miqdarı; L ipin rəqsdə iştirak edən hissəsinin uzunluğu; μ ipin xətti sıxlığıdır (kütlə/uzunluq).

2. Tezliyin kvadratının (f^2) kütlədən (m) asılılıq qrafikini qurun. (Əgər kütləni kiloqramla təsvir etsək vahidlərlə işləmək daha asan olacaq). Qrafik xəttidir?

3. Uyğun ekstrapolyasiya vasitəsilə meyl bucağının tangensini tapın.

4. f^2-nın m-dən asılılıq qrafikində meyli (3) tənliyindən istifadə etməklə də müəyyən edə bilərsiniz.

$$tg\alpha = 4g/ \mu L^2$$

Qrafikin meylindən istifadə edərək, ipin sıxlığını (μ) hesablayın. Nə qədər kənaraçıxma var?

5. Qrafik vasitəsilə tapdığınız faktiki sıxlıqla ipin kutləsi vasitəsilə təyin etdiyiniz xətti sıxlığı müqayisə edin. Kənaraçıxmanı faizlə hesablayın.

Nəticə

İpdə dalğanın sürətinə təsir göstərən amilləri müəyyənləşdirin, ipdə seqmentlərin sayını, tezliyi, ipdəki gərilmə qüvvəsini, ipin uzunluğu və sıxlığını müzakirə edin.

15 İŞIĞIN İNTERFERENSİYASI. NYUTON HALQALARI VASİTƏSİLƏ İŞIĞIN DALĞA UZUNLUĞUNUN TƏYİNİ

İşin məqsədi: *işığın interferensiyası hadisəsi ilə tanış olmaq və Nyuton halqaları vasitəsilə işığın dalğa uzunluğunu təyin etmək.*

Ləvazimat: *közərmə lampası, monoxromatik işıq süzgəci (filtri), Nyuton həlqələri verən şüşə lövhə və müstəvi qabarıq linzadan ibarət qurğu, mikrometrik vinti olan okulyar.*

Klassik elektrodinamikaya görə işıq vakuumda $c = 3 \cdot 10^8 \, m/san$ sürətlə yayılan eninə elektromaqnit dalğasıdır. Bu dalğa elektrik sahəsinin intensivlik $(\vec{E})$ və maqnit sahəsinin intensivlik ($\vec{H}$) vektorlarının rəqslərinin fəzada yayılması hesabına alınır. $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilərdə eyni faza ilə, həm də işıq dalğasının yayılma istiqamətinə perpendikulyar rəqs edirlər.

Elektromaqnit dalğasında həm elektrik, həm də maqnit sahələrinin olmasına baxmayaraq işığın bioloji, fotokimyəvi, fotoelektrik və s. xassələri əsasən bu dalğada $\vec{E}$ vektorunun təsiri ilə yaranır. Ona görə də $\vec{E}$ vektoruna **işıq vektoru** da deyilir.

Ağ işıq mürəkkəb olub, müxtəlif monoxromatik dalğaların toplusundan ibarətdir. Müəyyən bir sabit tezlikli dalğa **monoxromatik** (bir rəngli dalğa) **dalğa** adlanır. Başqa sözlə, harmonik qanunla, yəni sinus, yaxud kosinus qanunu ilə dəyişən dalğa monoxromatik dalğadır. Müxtəlif tezlikli monoxromatik dalğalar insan gözü tərəfindən qəbul olunduqda müxtəlif rəng duyğuları yaradırlar. Məsələn, tezliyi $\nu_1 = 0{,}4 \cdot 10^{15} \, Hs$ olan işıq qırmızı, tezliyi $\nu_2 = 0{,}6 \cdot 10^{15} \, Hs$ olan işıq isə yaşıl rəng kimi qavranılır. Ağ işıq tezlikləri müxtəlif olan yeddi rəngdən ibarətdir. Bu rənglər toplusu **spektr** adlanır.

İşığın mühitdə yayılma sürəti mühitin optik xassələrindən asılıdır:

$$\upsilon = \frac{c}{n} \tag{1}$$

Burada, υ - işığın mühitdə yayılma sürəti, n - isə mühitin mütləq sındırma əmsalıdır. $n = \sqrt{\mu \cdot \varepsilon}$.

Tezliyi ν olan monoxromatik işığın dalğa uzunluğu:

$$\lambda = \frac{\upsilon}{\nu} = \upsilon \cdot T \tag{2}$$

kimi hesablanır

Görünən işıq dalğasının uzunluğu $(0{,}38 \div 0{,}76)$ mkm intervalında yerləşir.

Müəyyən r istiqamətində υ faza sürəti ilə yayılan monoxromatik işıq dalğasının elektrik komponentini analitik olaraq

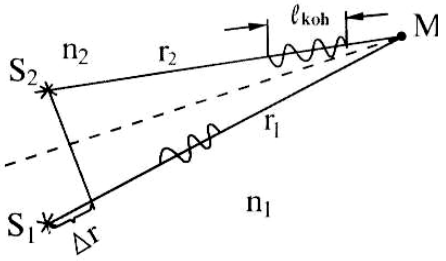
$$E = E_0 \cos\omega\left(t - \frac{r}{\upsilon}\right) = E_0 \cos 2\pi\left(\nu \cdot t - \frac{r}{\lambda}\right) \tag{3}$$

kimi göstərmək olar.

Şüalanma ***tezlikləri eyni, fazalar fərqi sabit*** *və* $\vec{E}$ *vektorlarının rəqs müstəviləri üst-üstə düşən mənbələrə* ***koherent işıq mənbələri*** *deyilir. Koherent mənbələrin şüalandırdığı dalğalar da koherent olur.*

İnterferensiya hadisəsi koherent dalğaların toplanması zamanı müşahidə edilir. *Koherent işıq dalğalarının toplanması nəticəsində fəzanın müəyyən yerlərində işığın intensivliyinin artması, digər yerlərdə isə azalması hadisəsi interferensiya adlanır.*

İki koherent S_1 və S_2 mənbələrindən yayılan işıq dalğalarının interferensiyasına baxaq. Tutaq ki, bu dalğalar S_1 mənbəyindən r_1, S_2 mənbəyindən isə r_2 məsafədə yerləşən M nöqtəsində görüşür və toplanırlar (şəkil 1).



Şəkil 1.

Birinci dalğanın, sındırma əmsalı n_1 olan mühitdə υ_1 sürətilə, ikinci dalğanın isə sındırma əmsalı n_2 olan mühitdə υ_2 sürətilə yayıldığını qəbul etsək toplanma nəticəsində alınmış yekun dalğa üçün

$$E = E_1 + E_2 = E_{01}\cos\omega\left(t - \frac{r_1}{\upsilon_1}\right) + E_{02}\cos\omega\left(t - \frac{r_2}{\upsilon_2}\right)$$

olacaqdır. Burada, E_{01}- birinci dalğanın, E_{02}- isə ikinci dalğanın amplitududur. Toplanma nəticəsində alınan yekun dalğanın amplitudu

$$E_0 = \sqrt{E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos\omega\left(\frac{r_1}{\upsilon_1} - \frac{r_2}{\upsilon_2}\right)} \tag{4}$$

olacaqdır. Burada

$$\delta\varphi = \left(\omega\cdot\frac{r_1}{\upsilon_1} - \omega\cdot\frac{r_2}{\upsilon_2}\right) = \left(\frac{2\pi}{T}\cdot\frac{r_1 n_1}{c} - \frac{2\pi}{T}\cdot\frac{r_2 n_2}{c}\right) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(r_1 n_1 - r_2 n_2\right) = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\Delta \tag{5}$$

M nöqtəsində görüşən E_1 və E_2 işıq dalğaları arasındakı fazalar fərqidir.

İşıq dalğasının verilmiş mühitdə qət etdiyi r **həndəsi yolun** uzunluğunun mühitin n sındırma əmsalına hasilinə **optik yolun uzunluğu** deyilir və L hərfi ilə işarə edilir. (5) düsturundakı $\Delta = r_1 n_1 - r_2 n_2 = L_1 - L_2$ ifadəsi **optik yollar fərqi** adlanır.

Beləliklə, (5) bərabərliyi toplanan işıq dalğaları üçün fazalar fərqi ilə optik yollar fərqi arasındakı əlaqəni göstərir.

İşıq dalğasının intensivliyi dalğanın amplitudunun kvadratı ilə mütənasib olduğundan $\left(I \sim E_0^2\right)$

$$I \sim E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos\delta\varphi \text{, yaxud } I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos\delta\varphi \qquad (6)$$

kimi yazmaq olar. Bu ifadədən göründüyü kimi, M nöqtəsində yekun dalğanın intensivliyi ayrı-ayrı mənbələrin yaratdıqları intensivliklərin cəminə bərabər deyil, ondan $2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos\delta\varphi$ həddi qədər fərqlənir. İntensivliklərin belə toplanması interferensiyaya xasdır. Ona görə də $2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos\delta\varphi$ **interferensiya həddi** adlanır.

İnterferensiya həddi toplanan rəqslərin **korellyasiyasını** (qarşılıqlı əlaqəsini) xarakterizə edir.

- $cos\,\delta\varphi = 1$, yəni $\delta\varphi = 2m\pi$, başqa sözlə, dalğalar *eyni fazalı* olduqda M nöqtəsində intensivlik **maksimum** olur:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \qquad (7)$$

- $cos\,\delta\varphi = -1$, yəni $\delta\varphi = (2m+1)\pi$, başqa sözlə, dalğalar *əksfazalı* olduqda M nöqtəsində intensivlik **minimum** olur:

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \qquad (8)$$

$\delta\varphi$-nin bu qiymətlərini (5) düsturunda nəzərə alsaq interferensiyada **maksimumluq şərti:**

$$\Delta = 2m \cdot \frac{\lambda}{2} \qquad (9)$$

Minimumluq şərti:

$$\Delta = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2} \qquad (10)$$

kimi olur.

Deməli, optik yollar fərqi yarım dalğanın cüt misillərinə bərabər olan nöqtələrdə interferensiya maksimumları, optik yollar fərqi yarım dalğanın tək misillərinə bərabər olan nöqtələrdə isə interferensiya minimumları yerləşir.

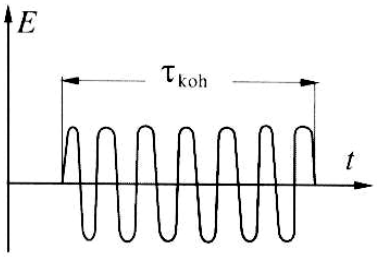
(9) və (10) bərabərliklərində m ədədi tam qiymətlər alır və maksimum və minimumların **tərtibini** müəyyən edir. *m*=1 qiymətinə uyğun maksimum (minimum) **birinci** maksimum adlanır.

Koherent mənbələrdən gələn şüalar **monoxromatik** olduqda interferensiya nəticəsində ekran üzərində **işıqlı** (maksimum) və **qaranlıq** (minimum) zolaqların toplusu yaranır. Əgər koherent mənbələr monoxromatik olmazsa, maksimum və minimumların vəziyyəti dalğa uzunluğundan asılı olduğuna görə interferensiya mənzərəsi bir-birini əvəz edən rəngli zolaqlardan ibarət olacaqdır.

Qeyd edək ki, enerjinin saxlanması qanununa uyğun olaraq, interferensiya zamanı fəzanın müəyyən nöqtələrində intensivliyin artması, digər nöqtələrdə onun azalması hesabına baş verir.

Fasiləsiz monoxromatik dalğa təsəvvürü ideallaşdırılmış təsəvvürdür. Əslində heç bir real mənbə tam monoxromatik işıq vermir. Bilirik ki, işığı buraxan maddənin atomlarıdır. İki müstəqil işıq mənbəyində atomlar bir-birindən asılı olmadan şüalanırlar. Atomların hər birində şüalanma prosesi sonlu və çox qısa müddət ($\approx 10^{-8} san$) davam edir. Bu müddət ərzində **həyəcanlaşmış atom** özündəki artıq enerjini şüalandıraraq, normal hala qayıdır və şüalanma kəsilir. Müəyyən müddətdən sonra atom təzədən həyəcanlanarsa, yenə də işıq dalğaları buraxmağa başlayacaq, ancaq bu halda başlanğıc faza əvvəlkindən fərqli olacaqdır. Atomların bu cür qısa müddətli, impuls şəklində, fasiləli işıq şüalanması **dalğa qoşquları**, yaxud **dalğa suqları** (bir-birinin ardınca gələn dalğa parçaları) adlanır (şəkil 2).

Qeyd edək ki, dalğa qoşquları şəklində şüalanma, mənbəyin daxilində gedən və onun atomlarının həyəcanlanmasına səbəb olan proseslərin xüsusiyyətindən asılı olmayaraq **bütün mənbələrə** xasdır.



Şəkil 2.

Bir dalğa qoşqusunun davam etmə müddəti **koherentlik müddəti** adlanır və τ_{koh} kimi işarə olunur. Dalğa bircins mühitdə yayıldıqda fəzanın müəyyən nöqtəsində rəqsin fazası ancaq koherentlik müddəti ərzində sabit qalır, sonra dəyişir.

Bu müddət ərzində dalğa vakuumda $\ell_{koh} = c \cdot \tau_{koh}$ məsafəsi qədər yayılır. Bu məsafə **koherentliyin uzunluğu,** yaxud dalğa qoşqusunun uzunluğu adlanır. Koherentlik ancaq bir dalğa qoşqusunun sərhədləri hüdudunda mövcud olur.

Dalğalar koherentlik uzunluğuna bərabər məsafəni keçdikdən sonra öz koherentliklərini itirirlər və təbii ki, onlar toplandıqda interferensiya verməyəcəklər. Buradan alınır ki, interferensiya, toplanan şüalar arasındakı yollar fərqi mənbələrin koherentlik uzunluğundan kiçik olduqda ($\Delta < \ell_{koh}$) müşahidə edilə bilər.

Şüalanan cismin atomlarının buraxdığı müxtəlif dalğa qoşquları qarşılıqlı əlaqəli olmadığından koherent deyirlər.

Koherent dalğalar almaq üçün eyni bir işıq dəstəsini qayıtma və sınmanın köməkliyi ilə iki dəstəyə ayırıb, sonra onların yenidən görüşməsinə nail olmaq lazımdır. Yuxarıda qeyd olunduğu kimi, bu zaman çalışmaq lazımdır ki, yenidən görüşən şüalar arasındakı yollar fərqi koherentlik uzunluğundan kiçik olsun.

İşıq dəstəsini bir-birindən fərqli iki üsulla koherent dəstələrə ayırmaq olar:

1) dalğa cəbhəsini bölməklə; 2) amplitudu bölməklə.

Dalğa cəbhəsini bölmə üsulunda bir mənbədən çıxan işıq dəstəsi ya bir-birinə yaxın yerləşmiş iki deşikdən keçməklə (Yunq təcrübəsi), ya da güzgü səthlərindən qayıtmaqla (Frenel güzgüləri üsulu və Lloyd güzgüsü) iki dəstəyə bölünür. Bu üsul kifayət qədər kiçik ölçülü işıq mənbələri üçün yarayır.

Amplitudu bölmə üsulunda işıq dəstəsi yarımşəffaf səthdən qismən qayıtma, qismən isə keçmə hesabına ikiləşir (nazik lövhələrdə). Bu üsul həm kiçik, həm də sonlu ölçülü mənbələr

üçün yarayır. Bu üsulun əsas üstün cəhətlərindən biri odur ki, bu üsulla nisbətən böyük intensivlikli dəstələr almaq olur.

Yunq təcrübəsində interferensiya mənzərəsində maksimumların yeri:

$$x_{\max} = \pm m\frac{\ell}{d}\cdot\lambda \ \text{(m=0,1,2)} \tag{11}$$

Burada, d - yarıqlar arasındakı məsafə, ℓ - yarıqlardan ekrana qədər məsafə, λ - dalğa uzunluğu, m - maksimumların tərtibidir.

Yunq təcrübəsində interferensiya mənzərəsində minimumların yeri:

$$x_{\min} = \pm\left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\ell}{d}\cdot\lambda \ \text{(m=0,1,2)} \tag{12}$$

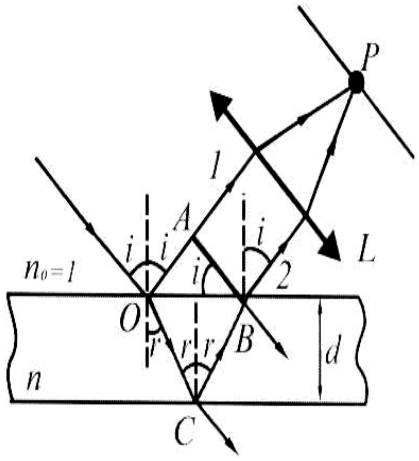
Yunq təcrübəsində interferensiya zolaqlarının eni:

$$\Delta x = \frac{\ell}{d}\cdot\lambda \tag{13}$$

Nazik təbəqələrdə işığın interferensiyası. İşığın interferensiyasının daha çox yayılan və tipik nümunələrindən biri nazik təqəbələrdə (sabun köpüyündə, nazik şüşə lövhədə və s.) interferensiya hadisəsidir.

Tutaq ki, sındırma əmsalı *n*, qalınlığı *d* olan paralel üzlü şəffaf təbəqə üzərinə *i* bücağı altında müstəvi monoxromatik işıq dalğası düşür (sadəlik üçün bir şüaya baxaq).

Təbəqənin səthində O nöqtəsində bu şüa 2 hissəyə bölünür (şəkil 3): bir hissəsi təbəqənin səthindən qayıdır (1 şüası), digər hissəsi isə sınaraq mühitə daxil olur. Bu şüa C nöqtəsinə çatıb, qismən sınaraq havaya ($n_{hava} = n_0 = 1$) çıxır, qismən isə təbəqənin alt səthindən qayıdaraq B nöqtəsinə gəlir. Bu nöqtədə də şüa qismən qayıdır, qismən isə sınaraq i bucağı altında havaya çıxır (2 şüası). 1 və 2 şüaları eyni bir şüanın parçalanmasından alınıblar. Əgər onlar arasındakı **optik yollar** fərqi düşən dalğanın koherentlik uzunluğundan kiçik olarsa, bu şüalar **koherent** olacaqlar. Onların yoluna toplayıcı linza qoyaraq, bu şüaları fokal müstəvi üzərində hər hansı P nöqtəsində toplamaq olar. Bu zaman fokal müstəvi üzərində şüalar arasındakı optik yollar fərqi ilə müəyyən olunan interferensiya mənzərəsi müşahidə ediləcəkdir. İnterferensiya yaradan şüalar arasındakı optik yollar fərqi O nöqtəsindən AB müstəvisənədək olan məsafədə yaranır, yəni



Şəkil 3.

$$\Delta = n(OC+CB) - OA \pm \frac{\lambda}{2} \tag{14}$$

olur. Nazik təbəqəni əhatə edən mühit hava olduğundan onun sındırma əmsalını 1 götürürük. $\pm\frac{\lambda}{2}$ həddi isə işıq iki mühiti ayıran sərhəddən qayıtdıqda baş verən yarımdalğa itkisi ilə

əlaqədardır. $n > n_0$ olduqda yarımdalğa itkisi O nöqtəsində baş verir və $\frac{\lambda}{2}$ həddi yuxarıdakı ifadəyə mənfi işarə ilə, $n < n_0$ olduqda isə itki C nöqtəsində baş verir və $\frac{\lambda}{2}$ həddi həmin ifadəyə müsbət işarəsi ilə daxil olur.

Şəkilə görə $OC = CB = \frac{d}{\cos r}$; $OA = OB \sin i = 2d \cdot tgr \cdot \sin i$ kimidir. Baxılan hal üçün sınma qanunu: $\sin i = n \cdot \sin r$ olduğundan

$$\Delta = 2dn\cos r \pm \frac{\lambda}{2} = 2dn\sqrt{1-\sin^2 r} \pm \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2}$$

alırıq. Şəkildə təsvir olunan hal üçün optik yollar fərqi

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2} \qquad (15)$$

kimi olur.

P nöqtəsində interferensiya **maksimumunun** alınması üçün:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda \ \text{(m=0,1,2)} \qquad (16)$$

interferensiya **minimumunun** alınması üçün isə

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \ \text{(m=0,1,2)} \qquad (17)$$

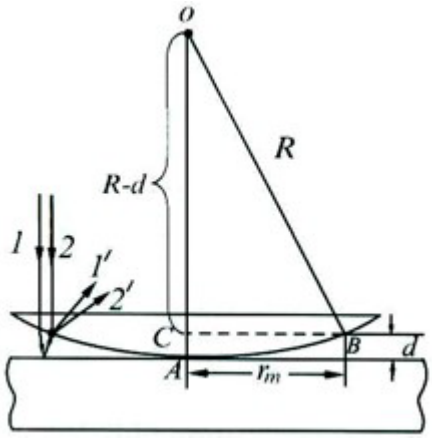
şərti ödənməlidir.

(15) ifadəsindən göründüyü kimi, optik yollar fərqi *d, n, i* və λ kəmiyyətlərinin dəyişməsilə dəyişir. Paralel üzlü nazik lövhə üzərinə monoxromatik işıq saldıqda *d, n* və λ sabit olur. Bu zaman görüşmə nöqtəsində interferensiya yaradan **şüaların optik yollar fərqi** yalnız **düşmə bucağından** (i-dən) asılı olur və nəticədə eyni bucaq altında düşən şüalar toplanaraq interferensiya verirlər. Ona görə də bu interferensiya zolaqları **bərabər** (yaxud **eyni**) **meyllərin interferensiya zolaqları** adlanır.

Qalınlığı dəyişən, yəni paz şəkilli nazik lövhə üzərinə paralel, monoxromatik işıq dəstəsi düşdükdə n, λ və i kəmiyyətləri eyni olur. Bu halda görüşən şüaların **optik yollar fərqi** yalnız **lövhənin qalınlığından** (d-dən) asılı olur və nəticədə, lövhənin eyni qalınlığından gələn şüalar toplanaraq interferensiya verirlər. Ona görə də paz şəkilli lövhələrdə müşahidə edilən interferensiya zolaqları **bərabər** (yaxud **eyni**) **qalınlığın interferensiya zolaqları** adlanır.

Nyuton halqaları. İşıq dalğalarının interferensiyasında maraqlı hadisələrdən biri də Nyuton halqalarıdır. Bu halqaların alınması üçün, paralel səthli müstəvi şüşə lövhə üzərinə əyrilik radiusu çox böyük olan (bizim halda 37 m) müstəvi-qabarıq linza qoyulur və bu sistem yuxarıdan paralel işıq dəstəsilə işıqlandırılır (şəkil 4). Linza ilə müstəvi lövhə arasındakı paz şəkilli, yəni qalınlığı getdikcə dəyişən hava təbəqəsinin üst və alt sərhəddindən qayıdan işıq şüaları bir-birilə görüşdükdə interferensiya verirlər.

Bu sistemdə eyni qalınlığa uyğun gələn nöqtələrin həndəsi yeri, mərkəzləri linza ilə şüşə lövhənin toxunma nöqtəsi olan konsentrik çevrələr olduğundan interferensiya zolaqları da həmin şəkildə, yəni ortaq mərkəzli halqalar şəklində olacaqdır. İnterferensiya mənzərəsini həm keçən, həm də qayıdan işıqda müşahidə etmək olar. Təcrübə monoxromatik işıqda aparıldıqda interferensiya zolaqları eni getdikcə daralan, bir-birini əvəz edən konsentrik işıqlı və qaranlıq halqalardan ibarət olur. İnterferensiya qayıdan işıqda müşahidə edildikdə mənzərənin mərkəzində qaranlıq (minimum) ləkə yerləşir.



Şəkil 4.

Bunun səbəbi odur ki, işıq hava təbəqəsinin alt sərhəddindən, yəni şüşə lövhədən qayıdanda optik sıxlığı böyük olan mühitdən qayıtmış olur və bu halda dalğa fazasını π qədər dəyişir. Fazanın π qədər dəyişməsi yolun $\lambda/2$ qədər azalmasına ekvivalentdir. Toxunma nöqtəsində lövhə ilə linza arasında qalan hava qatının qalınlığı dalğa uzunluğuna nisbətən kiçik olduğundan bu nöqtədə şüalar arasındakı yollar fərqi $\lambda/2$ ilə təyin olunur, yəni $\Delta = \lambda/2$ olur. Bu isə minimumluq şərtidir. Bu səbəbdən interferensiya mənzərəsinin mərkəzində qaranlıq ləkə olur.

Keçən şüalarda belə itki baş vermədiyindən interferensiya mənzərəsinin mərkəzində işıqlı ləkə (maksimum) alınır. Bu mənzərə ilk dəfə Nyuton tərəfindən müşahidə edildiyindən o **Nyuton halqaları** adlandırılır.

İndi Nyuton halqalarının radiuslarını və vəziyyətini müəyyənləşdirək.Nazik təbəqələrdə optik yollar fərqi (15) ifadəsinə görə $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2}$ kimi təyin edilir. Bizim halda nazik təbəqə hava olduğundan $n = 1$, şüalar normal düşdüyündən $i = 90^0$ və müşahidə qayıdan şüalarda aparıldığından $\lambda/2$-nin işarəsi müsbət götürülür. Onda

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} \tag{18}$$

olur. İnterferensiyada maksimumluq şərti $\Delta = 2m \cdot \frac{\lambda}{2}$ və minimumluq şərti $\Delta = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$ olduğundan, sonuncu şərti (18) düsturunda nəzərə alsaq, qaranlıq halqaların meydana gəlmə şərti

$$2d_m = m \cdot \lambda \tag{19}$$

tənliyi ilə ifadə olunacaqdır. Burada d_m- hava qatının m-ci qaranlıq halqaya uyğun qalınlığıdır. d_m qalınlığını linzanın R əyrilik radiusu və m-ci halqanın r_m radiusu ilə ifadə etmək olar. 4-cü şəkildən göründüyü kimi: $R^2 = (R - d_m)^2 + r_m^2 \Rightarrow R^2 = R^2 - 2Rd_m + d_m^2 + r_m^2$.

d_m qalınlığı R və r_m-ə nisbətən çox kiçik olduğundan d_m^2-ni nəzərə almamaq olar. Onda:

$$d_m = \frac{r_m^2}{2R} \tag{20}$$

olur. (20) ifadəsini (19) bərabərliyində nəzərə alsaq m -ci **qaranlıq halqanın radiusu** üçün

$$r_m = \sqrt{m\lambda R} \tag{21}$$

düsturunu alarıq. Bu ifadədən linzanın R əyrilik radiusu verildikdə işığın dalğa uzunluğu tapıla bilər.

Qayıdan işıqda işıqlı Nyuton halqalarının radiusu isə $r_m = \sqrt{(2m-1)\cdot R\cdot\frac{\lambda}{2}}$ düsturu ilə təyin olunur.

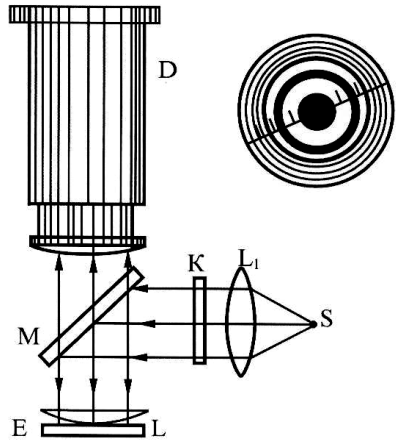
Əgər m -ci qaranlıq Nyuton halqasının radiusu r_m, n -ci qaranlıq halqanın radiusu r_n olarsa, (21) düsturuna görə $r_m = \sqrt{mR\lambda}$ və $r_n = \sqrt{nR\lambda}$ olar. Bu ifadələrin kvadratları fərqindən istifadə edərək λ üçün

$$\lambda = \frac{(r_m - r_n)(r_m + r_n)}{(m-n)R} \tag{22}$$

düsturunu almaq olar. Bu düstur həm qaranlıq, həm də işıqlı halqalar üçün yarayır.

İşin gedişi və ölçmələr

Bu işdə tətbiq olunan qurğunun sxemi şəkil 5-də təsvir olunmuşdur. Burada, S - işıq mənbəyi közərmə lampasıdır. K işıq süzgəci (filtri) monoxromatik işıq verir. L_1 linzası bu işığı maili yarımşəffaf M lövhəsinə yönəldir. M lövhəsinə düşən monoxromatik işıq şüaları ondan əks olunaraq qabarıq linza və müstəvi lövhədən ibarət sistemin üzərinə düşür. İnterferensiya mənzərəsi yuxarıdan, mikroskopun D okulyarı vasitəsilə müşahidə edilir. Müşahidəçi gözünü okulyarın üzərində yerləşdirməklə Nyuton halqalarını böyüdülmüş şəkildə görə bilir. Okulyarın mikrometrik vinti vasitəsilə bu halqaların radiusunu təyin etmək mümkündür.



Şəkil 5. Nyuton halqaları vasitəsilə dalğa uzuluğunu təyin edən qurğunun sxemi.

1. Qurğunu işıqlandırmalı və M lövhəsinin meylini dəyişdirməklə D okulyarında Nyuton halqalarının aydın görüntüsünü təmin etməli.

2. Mikrometrik vintin ucuna bərkidilmiş göstəricini hərəkət etdirməklə bir neçə ardıcıl Nyuton halqalarının radiusunu ölçməli və cədvələ qeyd etməli.

3. Ölçmənin nəticələrini (22) düsturunda yerinə yazmaqla monoxromatik işığın dalğa uzunluğunu hesablamalı.

4. Ölçmələri müxtəlif halqalar üçün bir neçə dəfə təkrarlamaqla λ -nın orta qiymətini və xətaları hesablamalı.

İşıq filtrini dəyişməklə bu ölçmələri başqa monoxromatik işıq üçün də aparmaq olar.

16 İŞIĞIN DİFRAKSİYASI. DİFRAKSİYA QƏFƏSİ VASİTƏSİLƏ İŞIĞIN DALĞA UZUNLUĞUNUN TƏYİNİ

İşin məqsədi: *işığın difraksiyası hadisəsi ilə tanış olmaq və difraksiya qəfəsi vasitəsilə dalğa uzunluğunu təyin etmək.*

Ləvazimat: *optik masa, işıq mənbəyi, işıq süzgəcləri, difraksiya qəfəsi.*

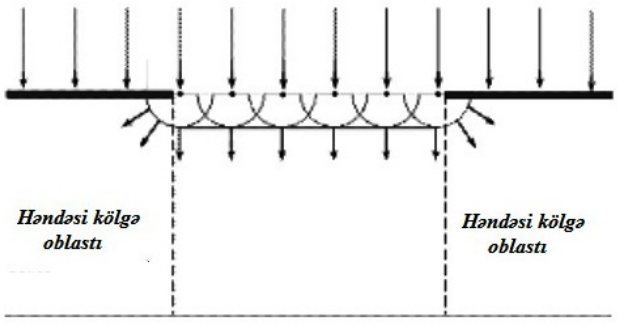
1. İşığın difraksiyası. Hüygens-Frenel prinsipi.

İşığın düz xətt boyunca yayılması qanunundan kənara çıxması hadisəsinə, başqa sözlə, işıq dalğalarının maneəni aşaraq, onun arxasında yayılması hadisəsinə **işığın difraksiyası** deyilir.

Difraksiya maniənin ölçüləri dalğa uzunluğundan kiçik, yaxud onunla müqayisə oluna biləcək tərtibdə olduqda müşahidə olunur. Difraksiya hadisəsi özünü o vaxt aydın büruzə verir ki, $l \geq \frac{D^2}{4\lambda}$ şərti ödənsin. Burada, λ-dalğa uzunluğu, *D*-işığın difraksiyaya uğradığı maniə və ya deşiyin diametri, *l*-maniədən difraksiyanın müşahidə olunduğu yerə (ekrana) qədər olan məsafədir.

Difraksiya məsələlərinin həlli maneənin forma və ölçülərindən asılı olaraq ekranda intensivliyin paylanmasını tapmaqdan ibarətdir. Elektromaqnit dalğa nəzəriyyəsi əsasında bu məsələnin riyazi həlli çətindir. Lakin onu Hüygens və Hüygens-Frenel prinsipi əsasında həll etmək asan olur.

Hüygens prinsipinə görə, işıq dalğalarının çatdığı hər bir nöqtə ikinci yarımsferik dalğaların mənbəyinə çevrilir və ixtiyari anda bu ikinci dalğaları qurşayan səth, yayılan dalğanın həmin an üçün dalğa cəbhəsi olur. Dalğanın yayılma istiqaməti dalğa cəbhəsinə perpendikulyar istiqamətdə olur. Bu prinsip dalğanın yayılma istiqamətini müəyyənləşdirməyə imkan versə də, onun əsasında müxtəlif istiqamətlərdə yayılan dalğaların amplitudu və intensivliyini hesablamaq olmur.



Şəkil 1.

Şəkil 1-də göstərildiyi kimi üzərində yarıq olan maniyəyə müstəvi dalğa düşür. Nəticədə yarığın hər bir nöqtəsi özü ikinci dalğa mənbəyi olur. Şəkildən göründüyü kimi, dalğa cəbhəsi orta hissədə müstəvi formadadırsa, yarığın sərhəddində dalğa cəbhəsi əyilir və dalğa artıq maneənin arxasına keçir.

Difraksiya hadisəsi dalğavari proses üçün xarakterik hadisədir. Ona görə də əgər, işıq dalğadırsa, o, hər hansı qeyri-şəffaf mühitin sərhəddinə düşdükdə, mütləq həndəsi kölgə oblastına keçməlidir.Təcrüdə göstərir ki, işıq qeyri-şəffaf cismin üzərinə düşürsə, onda həmin cismin kəskin kölgəsi alınar. Əgər işıq dalğadırsa onda kölgə əmələ gəlməsini necə izah etmək olar? Bu məsələyə Hüygens prinsipi cavab verə bilmir. Hüygens prinsipi əslində dalğa cəbhəsini qurmaq üçün bir həndəsi üsuldur. Bu üsul, ancaq dalğa cəbhəsinin yayılma istiqaməti haqqında məlumat verə bilir. Müxtəlif istiqamətlərdə yayılan dalğanın amplitudu, deməli intensivliyi haqqında isə məlumat verə bilmir. Frenel, Hüygens prinsipinə fiziki məna verərək, onu ikinci dalğaların interferensiyası ideyası ilə tamamladı.

Hüygens-Frenel prinsipinə görə dalğa səthi üzərində yerləşən bütün ikinci dalğa mənbələri koherentdir. Bu mənbələrin yaratdığı dalğaların amplitudu və fazası, əsas mənbədən baxılan dalğa səthinə gələn dalğanın amplitud və fazasına bərabərdir. Fəzanın istənilən M nöqtəsində yekun dalğanın amplitudu və fazası, ikinci dalğaların interferensiyasının nəticəsi ilə müəyyən olunur. Hüygens-Frenel prinsipinə görə istənilən S mənbəyindən gələn işıq dalğasını, bu mənbəyi əhatə edən hər hansı bir qapalı səthin sonsuz kiçik elementləri tərəfindən şüalandırılan koherent ikinci dalğaların superpozisiyası kimi təsəvvür etmək olar. Adətən, mənbəyi əhatə edən belə qapalı səth kimi dalğa səthlərindən biri seçilir. Ona görə də belə səthin bütün nöqtələrindən gələn dalğalar eyni fazalı olurlar. Beləliklə, işıq mənbəyindən yayılan dalğalar koherent ikinci dalğaların interferensiyasının nəticəsidir. Frenelə görə, əgər işıq mənbəyi ilə müşahidə nöqtəsi arasında yarığı olan qeyri-şəffaf ekran varsa, onda ekranın səthində ikinci dalğaların amplitudu sıfıra bərabər olar, yarıqda isə ekran olmayan haldakı kimi olar.

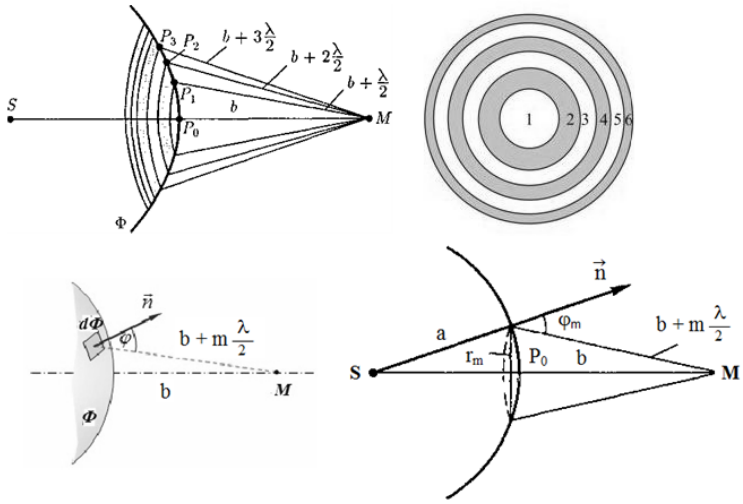
İkinci dalğaların amplitudunu və fazasını nəzərə almaqla istənilən konkret hal üçün fəzanın istənilən nöqtəsində yekun dalğanın amplitudunu (intensivliyini) tapmaq olar. Başqa sözlə, işığın yayılma qanunauyğunluğunu təyin etmək olar.

Ümumi halda ikinci dalğaların interferensiyasını hesablamaq kifayət qədər çətindir. Bir sıra hallarda isə yekun rəqslərin amplitudlarını cəbri və ya həndəsi toplamaqla hesablama aparmaq mümkündür.

2. Frenelin zona üsulu. Hüygens-Frenel prinsipi, dalğa nəzəriyyəsinə əsasən, işıq düz xətt boyunca yayılırmı sualına cavab verməli idi. Frenel zona üsulu deyilən üsuldan istifadə edərək göstərdi ki, dalğa nəzəriyyəsi ilə də işığın düz xətt boyunca yayılması məsələsini izah etmək mümkündür. Bircins mühitdə S mənbəyindən yayılan işıq dalğasının hər hansı bir M nöqtəsində amplitudunu tapaq (şəkil 2).

Hüygens-Frenel prinsipinə görə, S mənbəyinin təsirini dalğa səthlərindən biri olan Φ səthində yerləşən xəyali mənbələrin təsiri ilə əvəz edək. Burada Φ səthi mərkəzi S mənbəyində yerləşən sferadır. Frenel sferik Φ dalğa səthini elə həlqəvi zonalara bölür ki, bu zonaların kənarından M

nöqtəsinə qədər olan məsafə bir-birindən $\frac{\lambda}{2}$ qədər fərqlənir: $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = \ldots = \frac{\lambda}{2}$. Dalğa cəbhəsini bu cür zonalara bölmək üçün mərkəzi M nöqtəsində yerləşən və radius $b+\frac{\lambda}{2}$; $b + 2\frac{\lambda}{2}$; $b + 3\frac{\lambda}{2}$ olan sferalar çəkmək lazımdır.



Şəkil 2.

Qonşu zonların kənarlarından M nöqtəsinə gələn rəqslər bir-birindən $\frac{\lambda}{2}$ qədər fərqlənir, bu o deməkdir ki, rəqslər M nöqtəsinə əks faza ilə gəlirlər, deməli onlar görüşdükdə bir-birini zəiflədərlər. Ona görə də M nöqtəsində yekun rəqsin amplitudu

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \ldots \pm A_m$$

olar. Burada A_1, A_2, …, A_m – 1-ci, 2-ci, 3-cü və s. zonadan gələn rəqslərin amplitudlarıdır.

Rəqslərin amplitudunu qiymətləndirmək üçün Frenel zonasının sahəsini tapmaq lazımdır. Uyğun hesablama göstərir ki, hansısa m-ci Frenel zonasının sahəsi:

$\sigma_m = \frac{\pi a \cdot b \cdot \lambda}{a+b}$; radiusu isə $r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}$ kimi hesablanır (şəkil 2).

Buradan göründüyü kimi Frenel zonasının sahəsi zonanın nömrəsindən asılı deyil, deməli Frenel zonalarının sahələri demək olar ki, eynidir. Beləliklə, Frenel zonalırını qurmaqla sferik dalğa səthini bərabər zonalara bölmüş oluruq.

Frenelə görə dalğa səthinin normalı $\vec{n}$ ilə M nöqtəsi istiqaməti arasındakı φ_m bucağı artdıqca ayrı-ayrı zonanın M nöqtəsində təsiri azalır. Eyni zamanda, M nöqtəsi istiqamətində zonalardan gələn şüalanmanın intensivliyi zonanın nömrəsi artdıqca, M nöqtəsinə qədər olan məsafə artdığı üçün azalır. Onda, bu iki faktı nəzərə almaqla $A_1 > A_2 > A_3 > \ldots$ yaza bilərik.

Yarımsferik səthdə yerləşən Frenel zonalarının sayı kifayət qədər çox böyük olur. Bunu , yarımsferanın səthinin sahəsini bir Frenel zonasının sahəsinə bölməklə tapa bilərik (a=b=10 sm; λ=0,5 mkm götürsək bu sayın ~$8\cdot10^5$ olduğunu hesablaya bilərik). Ona görə də kifayət qədər yaxınlaşma ilə m-ci Frenel zonasından gələn rəqsin amplitudunu, iki qonşu zonanın amplitudlarının orta qiyməti kimi qəbul edə bilərik

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}.$$

Bunu nəzərə alaraq, M nöqtəsindəki amplitudun yuxarıdakı ifadəsini , aşağıdakı şəklə sala bilərik:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \ldots = \frac{A_1}{2}.$$

Burada , A_m -in yuxarıdakı ifadəsinə görə mötərizə daxilindəki həddlərin sıfır olduğu nəzərə alınıb(sonuncu zonadan qalan $\pm\frac{A_m}{2}$ həddi isə çox-çox kiçik olar).

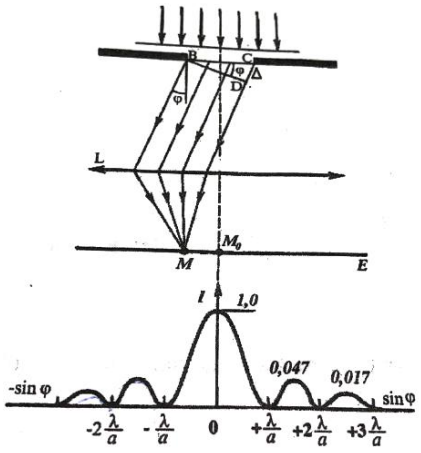
Beləliklə, M nöqtəsində yaranan yekun rəqsin amplitudu, mərkəzi zonanın yaratdığı amplitudun yarısına bərabər olur. Deməli, M nöqtəsində, bütün dalğa səthinin yaratdığı təsir, onun mərkəzi zonasından da kiçik bir hissənin yaratdığı təsir qədərdir (a=b=10 sm; λ=0,5 mkm qiymətləri üçün mərkəzi zonanın radiusu ~0,16 mm tərtibində olur).

Sonuncu hesablamalar göstərir ki, işıq S -dən M-ə, sanki çox dar bir kanal daxilində yayılır, yəni düz xətt boyunca yayılır. Beləliklə, Hüygens-Frenel prinsipi işığın düz xətt boyunca yayılmasını izah edə bilir.

Sferik dalğa səthini zonalara bölməyin düzgün olduğunu, zona lövhəsi deyilən lövhə vasitəsilə təcrübədə nümayiş etdirmək olar.

Bir yarıqdan Fraunhofer difraksiyası. Qeyri-şəffaf manedən açılmış eni *BC=a* olan yarıqdan müstəvi monoxromatik işıq dalğasının difraksiyasına baxaq. Tutaq ki, işıq dalğası yarığa perpendikulyar düşür (şəkl 3). Paralel işıq şüaları (müstəvi dalğa) yarıq müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə düşdüyündən dalğa cəbhəsi yarıq müstəvisi ilə üst-üstə düşür, yəni yarıq müstəvisi üzərində yerləşən bütün nöqtələri eyni fazada rəqs edir.

Paralel işıq dəstəsi yarıqdan keçərək ilk düşmə istiqamətindən sağ və sol tərəflərə müxtəlif bucaqlar altında difraksiya edəcəkdir. L linzası, difraksiya etdikdən sonra müxtəlif istiqamətlərdə yayılan işıq şüalarını fokal müstəvidə yerləşən E ekranının müvafiq nöqtələrinə toplayacaqdır. Məsələn, difraksiyaya uğramayan paralel işıq şüaları M_0, sol tərəfə φ bucağı altında difraksiya edən şüalar isə *M* nöqtəsinə toplanır və interferen-



Şəkil 3. Bir yarıqdan Fraunhofer difraksiyası.

siya edirlər. φ=0 olduqda şüalar M_0 nöqtəsinə eyni fazada gəlir və bir-birini gücləndirirlər. Ona görə də ekran üzərində mərkəzdə maksimum-işıqlı zolaq meydana gəlir.

φ≠0 qiymətlərində interferensiyanın nəticələrini müəyyən etmək üçün dalğa cəbhəsinin yarığa düşən hissəsini Frenel zonalarına ayıraq. Baxdığımız halda onların yarığın kənarına paralel dar zolaqlardan ibarət olacaqdır. *B* nöqtəsindən difraksiya etmiş şüalara perpendikulyar *BD* müstəvisini keçirək. *BD* müstəvisindən ekran üzərindəki *M* nöqtəsinə kimi bütün şüaların optik yolları eynidir (linza əlavə yollar fərqi yaratmır). Ona görə də kənar şüalar arasındakı yollar fərqi $DC = \Delta = a\sin\varphi$ olacaqdır. Bildiyimiz kimi, Frenel zonasının eni elə seçilir ki, onan kənarlarından gələn şüalar arasındakı yollar fərqi $\frac{\lambda}{2}$ olur.

$\Delta = a\sin\varphi$ yollar fərqində yerləşən yarım dalğaların sayı $\frac{a\sin\varphi}{\lambda/2}$ olar.

Bu nisbət cüt ədəd olarsa, yarıqda yerləşən **Frenel zonalarının sayı cüt** olacaqdır:

$$a\sin\varphi = \pm 2m\frac{\lambda}{2} \quad (m=1, 2, 3) \tag{1}$$

Bu halda *M* nöqtəsində difraksiya minimumu yerləşəcəkdir.

Əgər yarıqda yerləşən Frenel zonalarının sayı tək olarsa:

$$a\sin\varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad (m=1, 2, 3) \tag{2}$$

M nöqtəsində difraksiya maksimumu yerləşəcəkdir.

φ=0 olduqda, yarıqda ancaq bir Frenel zonası yerləşir. Ona görə də işıq bu istiqamətdə ən böyük intensivliklə yayılır, yəni B_0 nöqtəsində mərkəzi difraksiya maksimumu müşahidə edilir.

(1) və (2) şərtləri bir yarıqdan Fraunhofer difraksiyasında uyğun olaraq **minimumu** və **maksimumluq** şərtləri adlanır.

Bir yarıqdan Fraunhofer difraksiyasında **M** nöqtəsində yekun rəqsin amplitudu

$$A = A_0 \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi\cdot a}{\lambda}\cdot\sin\varphi\right)}{\frac{\pi\cdot a}{\lambda}\cdot\sin\varphi} \tag{3}$$

düsturu ilə, **yekun intensivlik** isə

$$I = I_0 \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{\pi\cdot a}{\lambda}\cdot\sin\varphi\right)}{\left(\frac{\pi\cdot a}{\lambda}\cdot\sin\varphi\right)^2} \tag{4}$$

düsturu ilə hesablanır.

Beləliklə, bir yarıqdan Fraunhofer difraksiyasında $\sin\varphi_{min} = \pm m\frac{\lambda}{a}$ şərtinin ödənildiyi istiqamətlərdə amplituda və intensivlik sıfır, $\sin\varphi_{min} = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2a}$ şərtinin ödənildiyi istiqamətlərdə isə amplituda və intensivlik maksimum olur (şəkil 3).

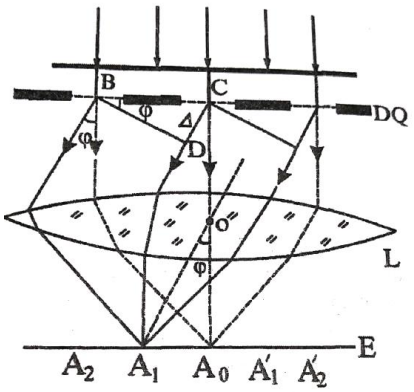
Difraksiya qəfəsində Fraunhofer difraksiyası. Bir-birindən eyni enə maik qeyri-şəffaf maneələrlə ayrılmış, bərabər enli paralel yarıqlardan ibarət olan sistem **difraksiya qəfəsi** adlanır. Şəffaf (a) və qeyri-şəffaf (b) hissələrin enləri cəmi (d) **difraksiya sabiti**, yaxud **difraksiya perodu** adlanır:

$$d = a + b\,.$$

Tutaq ki, dalğa uzunluğu λ olan monoxromatik müstəvi dalğa difraksiya qəfəsi üzərinə normal istiqamətdə düşür (şəkil 4).

Bu halda difraksiya mənzərəsi xeyli mürəkkəbləşir. Ekrandakı difraksiya mənzərəsinin xarakterini müəyyənləşdirərkən işığın hər bir yarıqdan difraksiyasından başqa, qonşu yarıqlardan gələn şüaların difraksiyasını da nəzərə almaq lazımdır. Hər bir yarıq ekran üzərinə (1) ifadəsi ilə təyin olunan istiqamətdən başqa bütün istiqamətlərdə şüa göndərir. Deməli, bir yarıq üçün yazdığımız (1) düsturu ilə təyin olunan minimumluq şərti, qəfəs halında da doğrudur. Difraksiya qəfəsində

$$a\sin\varphi = 2m\cdot\frac{\lambda}{2} \qquad (m=1,\,2,\,3,\,\ldots) \qquad (5)$$



Şəkil 4. Çox yarıqdan difraksiya.

şərti ilə təyin olunan minimumlar **əsas minimumlar** adlanır.

Difraksiya qəfəsində qonşu yarıqların uyğun nöqtələrində φ bucağı altında difraksiya edən şüalar arasındakı yollar fərqi $CD = \Delta = d\sin\varphi$ kimidir (şəkil 4). Bütün yarıqlardan

$$d\sin\varphi = k\lambda \quad (k = 0,\pm1,\pm2) \qquad (6)$$

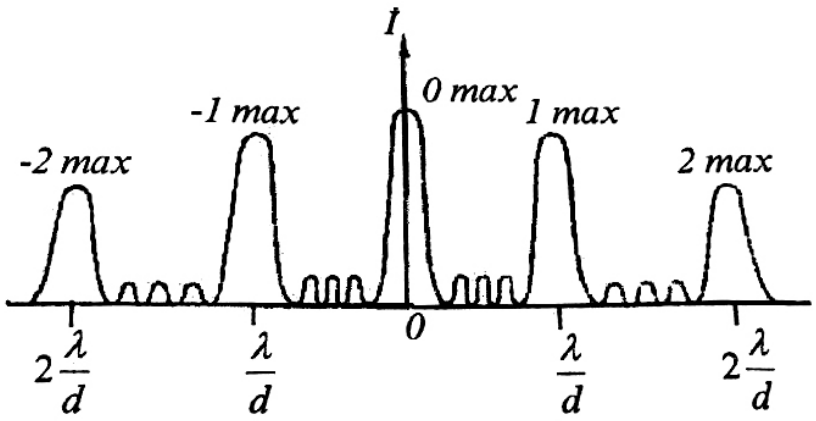
şərtini ödəyərək ekrana gələn şüalar arasındakı fazalar fərqi 0, 2π, 4π, … kimidir. Bu şüalar bir-birilə görüşdükdə maksimum verirlər. Vəziyyətləri (başqa sözlə yerləri) (6) ifadəsi ilə təyin olunan maksimumlar qəfəsin **əsas maksimumları** adlanır. φ=0 istiqaməti, ekran üzərində A_0 nöqtəsində yerləşən sıfırıncı tərtib mərkəzi maksimumu uyğundur.

Bu nöqtədə ən böyük intensivliyə malik işıqlı zolaq yerləşir (şəkil 5). Qonşu maksimumlar A_0 nöqtəsinin sağ və solunda $\pm\frac{d}{\lambda}, \pm 2\frac{d}{\lambda}, \pm 3\frac{d}{\lambda}$ nöqtələrində yerləşirlər.

İki əsas maksimum arasında (N-1) sayda ikinci maksimumlarla aralanmış əlavə minimumlar yerləşir. Əlavə minimumların vəziyyəti (yerləri)

$$d\sin\varphi = m\cdot\frac{\lambda}{N} \quad (m=1,2,\ldots,\,N\text{-}1,\,N\text{+}1) \qquad (7)$$

şərtindən tapılır. N – qəfəsdəki yarıqların sayıdır. 5-ci şəkildən göründüyü kimi, ikinci maksimumlarda işığın intensivliyi əsas maksimumlardakından xeyli kiçikdir.



Şəkil 5. Bu nöqtədə ən böyük intensivliyə malik işıqlı zolaq yerləşməsi

(6) ifadəsindən göründyü kimi, əsas maksimumların vəziyyəti λ-dan asılıdır. Ona görə də difraksiya qəfəsini ağ işıqla işıqlandırdıqda mərkəzi maksimumundan (k=0) başqa digər maksimumlarda bənövşəyi-daxildə, qırmızı-kənarda olmaqla sprektr müşahidə olunur. Difraksiya qəfəsinin bu xassəsindən işığın spektral tərkibinin təbqiqində istifadə olunur. (6) ifadəsindən istifadə edərək işığın dalğa uzunluğunu təyin etmək olar:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{k}. \tag{8}$$

Mürəkkəb işığı tərkib hissələrində ayırmaq və bu tərkib hissələri də öz növbəsində dalğa uzunluqlarına müvafiq olaraq bir-birindən aralamaq üçün işlədilən optik cihazlara **spektral cihazlar** deyilir. Bu cihazların iş prinsipi interferensiya, difraksiya və dispersiya hadisələrinə əsaslanır. Difraksiya qəfəsi də bir spektral cihazdır. Hər bir spektral cihaz bucaq dispersiyası və ayırdetmə qüvvəsi kimi iki fiziki kəmiyyətlə xarakterizə olunur.

Qəfəsin bucaq dispersiyası. Bir-birindən δλ qədər fərqlənən λ_1 və λ_2 xətlərinin bucaq məsafəsi φ olduqda qəfəsin bucaq dispersiyası

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{k}{d \cdot \cos\varphi} \tag{9}$$

düsturu ilə hesablanır. *k* – maksimumun tərtibi, *d* – qəfəs periodudur.

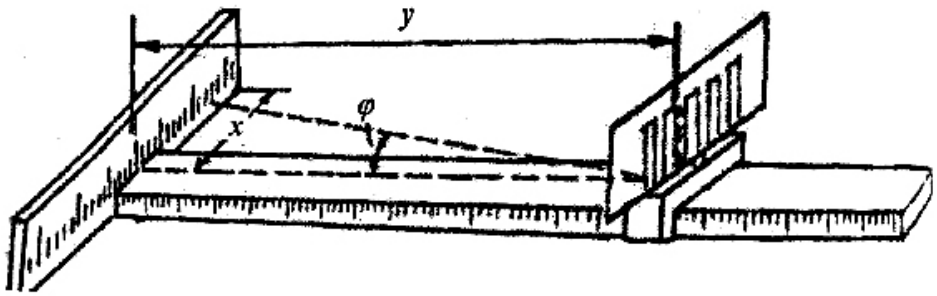
Qəfəsin ayırdetmə qabiliyyəti (qüvvəsi) isə

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \tag{10}$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada, Δλ - iki qonşu spektral xətt arasındakı dalğa uzunluqları fərqidir.

Qurğunun təsviri. Laboratoriya işində istifadə olunan qurğu uzun optik masadan, ortasında yarığı olan millimetrlərə bölünmüş xətkeşdən və difraksiya qəfəsindən ibarətdir.

Xətkeş, optik masanın bir ucunda ona penrpendikulyar olaraq yerləşdirilir. Difraksiya qəfəsi isə xətləri yarığa paralel olmaq şərtilə masanın üzərindəki sürgünün saxlayıcısına qoyulur (şəkil 6). Yarıq arxa tərəfdən işıqlandırılır.



Şəkil 6. İşığın dalğa uzunluğunu təyin etmək üçün istifadə olunan qurğunun sxemi

Difraksiya qəfəsindən işıqlı yarığa bvaxdıqda, yarığın sağ və sol tərəfində xətkeş üzərində yarığın bir sıra işıqlı xəyalları (difraksiya maksimumları) görünür. Maksimumlardan hər hansı birinin, məsələn, k-cı maksimumu yarığın mərkəzindən olan x məsafəsini və yarıqdan difraksiya qəfəsinə qədər olan y məsafəsini ölçərək, (8) düsturundan qəfəs sabinini (məlum dalğa uzunluğuna görə), yaxud dalğa uzunluğunu (qəfəs sabiti məlumdursa) tapmaq olar.

6-cı şəkildən göründüyü

$$\sin\varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}.$$

Bu ifadəni (8) düsturunda nəzərə alsaq

$$\lambda = \frac{d \cdot x}{k \cdot \sqrt{x^2 + y^2}} = \frac{d \cdot x}{k \cdot y\sqrt{1 + \left(\frac{x}{y}\right)^2}} \tag{11}$$

bərabərliyini alarıq. $x << y$ olduğundan $\left(\frac{x}{y}\right)^2$ ifadəsi vahiddən çox kiçik olacaqdır. Onu nəzərə almasaq

$$\lambda = \frac{d \cdot x}{k \cdot y} \tag{12}$$

olur.

İşin gedişi və ölçmələr:

1. Şəkil 6-da göstərildiyi kimi difraksiya qəfəsini, xətkeşi və işıq mənbəyini optik masa üzərində yerləşdirməli. İşıq mənbəyindən gələn şüaların difraksiya qəfəsi üzərinə normal istiqamətdə düşməsini təmin etməli.

2. Difraksiya qəfəsindən işıq lampasına xətkeş üzərindəki yarıqdan baxaraq işıqlı zolağın sağ və sol tərəfində simmetrik yerləşmiş spektral xətlərdən birinin (məsələn, yaşıl xəttin) yerini qeyd edib, onun mərkəzi yarıqdan olan x məsafəsini ölçməli.

3. Spektral xətlər müşahidə olunan xətkeşdən qəfəsə qədər olan y məsafəsini ölçməli.

4. x və y-in qiymətlərini (12) düsturunda yazaraq işığın dalğa uzunluğunu hesablamalı.

5. Həmin təcrübəni spektrlərin başqa tərtibləri üçün də təkrar etməli.

6. Monoxromatik işığın dalğa uzunluğu üçün orta qiymət tapmalı və təcrübənin mütləq və nisbi xətalarını hesablamalı.

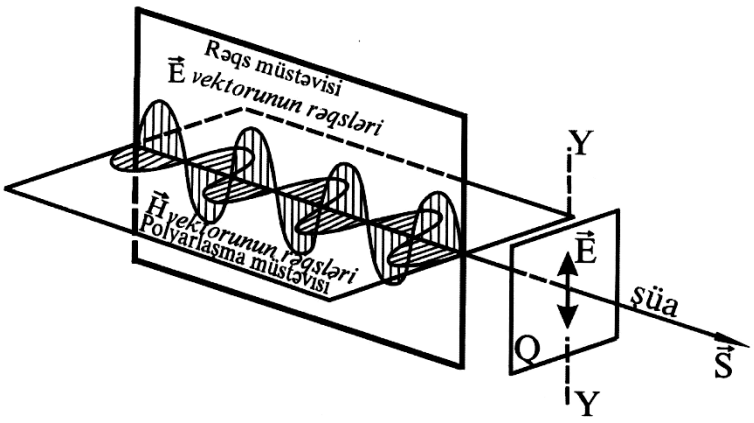
7. Təcrübəni eyni ardıcıllıqla spektrin tərkibinə daxil olan rənglərdən hər hansı başqa biri üçün də təkrar edib, onun dalğa uzunluğunu hesablamalı.

17 İŞIĞIN POLYARLAŞMASI HADİSƏSİNİN ÖYRƏNİLMƏSİ. MALYUS QANUNUNUN YOXLANILMASI

İşin məqsədi: *işığın polyarlaşması hadisəsi, həmçinin polyarlaşmış işığın alınma üsulları ilə tanış olmaq və Malyus qanununu təcrübədə yoxlamaq.*

Ləvazimat: *işıq mənbəyi, polyaroidlər, fotoelement, mikroampermetr.*

Maksvelin elektromaqnit sahə nəzəriyyəsi göstərir ki, **işıq eninə elektromaqnit dalğasıdır.** Bu dalğa, elektrik sahə intensivliyi ($\vec{E}$) və maqnit sahə intensivliyi ($\vec{H}$) vektorlarının qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilər üzrə **sinfaz** rəqslərinin fəzada yayılması hesabına alınır. Dalğanın $\vec{S}$ yayılma istiqaməti fəzanın istənilən nöqtəsində və zamanın istənilən anında $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorlarının rəqslərinə perpendikulyar qalır (şəkil 1).



Şəkil 1.

İşığın maddə ilə qarşılıqlı təsirində elektromaqnit dalğasının $\vec{E}$ vektoru maddəni təşkil edən atom və molekullardakı mənfi yüklü elektronlara təsir edir. Halbuki, $\vec{H}$ vektorunun bu hissəciklərə təsiri çox zəif olur. Digər tərəfdən işığın fizioloji, fotokimyəvi, fotoelektrik və s. təsirləri də $\vec{E}$ vektoru ilə əlaqədardır. İşığın yayılması proseslərində əsas rolu elektrik sahəsinin intensivlik vektoru oynadığından $\vec{E}$ vektoruna **işıq vektoru** da deyilir.

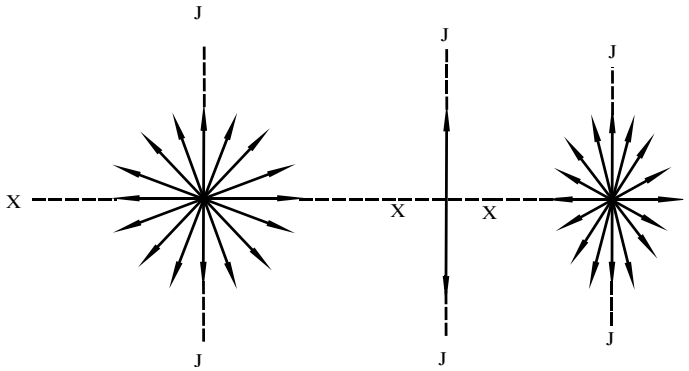
Əgər işıq dalğasında $\vec{E}$ vektorunun rəqsləri 1-ci şəkildə göstərildiyi kimi, işığın yayılma istiqamətinə (şüaya) perpendikulyar olan yalnız bir müstəvidə baş verərsə, belə işıq dalğasına **xətti polyarlaşmış,** yaxud **müstəvi polyarlaşmış işıq** deyilir

Günəş, közərmə lampası, civə lampası və s. kimi işıq mənbələrinin buraxdığı işıqda polyarlaşmış işıq mənbələri deyil. Bu mənbələrdə $\vec{E}$ vektorunun **rəqs müstəvisi fasiləsiz dəyişir.**

$\vec{E}$ vektorunun rəqsləri dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olan bütün mümkün istiqamətlərdə baş verirsə, belə işığa **təbii işıq** deyilir (şəkil 2a).

Şəkil 2-də sxematik olaraq şəkil müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yayılan təbii (a), xətti polyarlaşmış (b) və qismən polyarlaşmış (c) işıqda $\vec{E}$ vektorunun rəqslərinin istiqaməti göstərilmişdir.

Təbii işıqda $\vec{E}$ vektorunun amplitud qiyməti bütün rəqs müstəvilərində **eynidir.** Qismən polyarlaşmış işıqda isə $\vec{E}$ vektorunun amplitud qiyməti müxtəlif rəqs müstəvilərində **müxtəlif** olur.



Şəkil 2. Sxematik olaraq şəkil müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yayılan təbii (a), xətti polyarlaşmış (b) və qismən polyarlaşmış (c) işıqda $\vec{E}$ vektorunun rəqslərinin istiqaməti

Elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun rəqslərinin baş verdiyi müstəvi **rəqs müstəvisi**, ona perpendikulyar, yəni maqnit sahəsinin intensivlik vektorunun yerləşdiyi müstəvi isə **polyarlaşma müstəisi** adlanır (şəkil 1-ə bax).

Təbii, yaxud qismən polyarlaşmış işıqdan xətti polyarlaşmış işığın, yəni $\vec{E}$ vektorunun rəqsləri müəyyən müstəvidə olan işığın ayrılmasına **işığın polyarlaşması** deyilir. Bundan ötrü xüsusi qurğulardan – **polyarizatorlardan** istifadə edilir.

Əvvəlcə xətti polyarlaşmış işığın alınma üsulları və cihazları ilə qısaca tanış olaq.

Xətti polyarlaşmış işığın alınma üsulları

1. İki dielektrik sərhəddindən qayıtmada və sınmada işığın polyarlaşması.

Təbii işıq iki dielektrikin (məsələn, hava və şüşə) sərhəddinə düşdükdə qismən qayıdır, qismən də sınır. Müəyyən olunmuşdur ki, həm qayıdan, həm də sınan şüalar qismən polyarlaşır və düşmə bucağı dəyişdikcə polyarlaşma dərəcəsi də dəyişir.

Polyarlaşma dərəcəsi

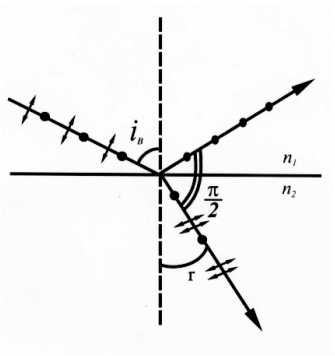
$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \qquad (1)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada, I_{max} və I_{min}, $\vec{E}$ vektorunun qarşılıqlı perpendikulyar iki komponentinə uyğun işıq intensivliyinin maksimum və minimum qiymətləridir. Təbii işıq üçün $I_{max} = I_{min}$ və $P = 0$, müstəvi polyarlaşmış işıq üçün $I_{min} = 0$ və $P = 1$ olur.

Təcrübələr göstərir ki, düşmə bucağının verilmiş iki mühit üçün xarakterik olan müəyyən bir qiymətində qayıdan şüa **tamamilə**, sınan şüa isə qismən, lakin maksimum polyarlaşmış olur (şəkil 3). Düşmə bucağının bu qiyməti **Brüster bucağı** (i_B), yaxud **tam polyarlaşma bucağı** adlanır və

$$tgi_B = \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1} \qquad (2)$$

düsturu ilə təyin olunur.



Şəkil 3.

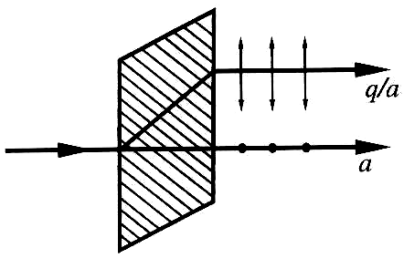
Burada, $n_{2,1}$ - ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən nisbi sındırma əmsalıdır. (2) ifadəsi **Brüster qanunu** adlanır.

Brüster qanunu ödənildikdə qayıdan şüa sınan şüaya perpendikulyar olur (şəklə bax). Qayıdan şüada $\vec{E}$ vektorunun rəqsləri düşmə müstəvisinə perpendikulyar olur, sınan şüada isə onun rəqsləri düşmə müstəvisində üstünlük təşkil edir.

2. İkiqat şüasınma

Təbii işıq dəstəsini bəzi kristallardan keçirməklə də xətti polyarlaşmış işıq almaq olar. Kvars, islandiya spatı ($CaCO_3$) kristallarından işıq keçəndə o iki dəstəyə ayrılır, **ikiqat şüasınma** baş verir (şəkil 4).

Bunların hər ikisi, polyarlaşma müstəviləri bir-birinə perpendikulyar olmaqla xətti polyarlaşmış olur. Müəyyən olunmuşdur ki, işığın kristal səthinə düşmə bucağından asılı olmayaraq, kristaldan çıxan hər iki şüa həm bir-birinə, həm də kristala düşən ilkin şüaya paralel olur. Bu şüalardan biri sınma qanunlarına tabe olur və kristal daxilində bütün istiqamətlərdə eyni bir sürətlə yayılır. Sabit sındırma əmsalına malik bu şüa **adi şüa** adlanır. **Qeyri-adi** adlanan ikinci şüa sınma qanunlarına tabe olmur, yayılma sürəti istiqamətdən asılı olaraq dəyişir, müxtəlif istiqamətlərdə sındırma əmsalının qiyməti müxtəlif olur. Hər iki şüa qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilər üzrə tam polyarlaşmış olur.



Şəkil 4. İkiqat (qoşa) şüasınma.

İslandiya şpatı, kvars kristallarında elə bir istiqamət də vardır ki, kristalda o istiqamətdə yayılan işıq dəstəsi **ikiqat şüasınma vermir və polyarlaşmır.** Bu istiqamətə kristalın **optik oxu** deyilir. Belə kristallar biroxlu kristal adlanır.

3. Polyarlaşdırıcı cihazlar

Təbii işığı xətti polyarlaşmış işığa çevirmək üçün polyarlaşdırıcı cihazlardan istifadə olunur. Bu növ cihazları iki qrupa bölmək olar:

a) yalnız bir xətti polyarlaşmış işıq verən qurğular

b) qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətdə iki polyarlaşmış şüa verən qurğular (Qoşa şüasındırıcı prizmalar).

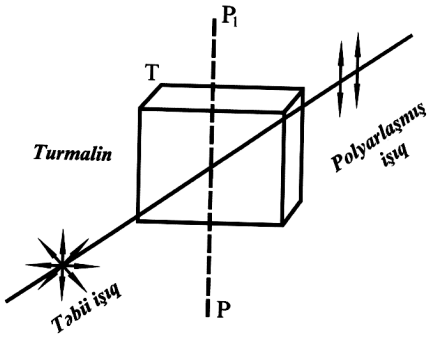
Nikol prizması, Qlan-Fuko prizması, Vollaston prizması qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətlərdə iki xətti polyarlışmış şüa verən cihazlardır.

Polyaroidlər. Polyarizator olaraq polyaroidlərdən də istifadə olunur. Polyaroid üzərinə güclü selektiv (seçici) udma xassəsinə malik olan gerapatit kristalları çəkilmiş pərdədən ibarətdir. Müəyyən olunmuşdur ki, qalınlığı 0,1 mm tərtibində olan belə pərdə adi və qeyri-adi şüalardan birini selektiv udur. Ona görə də sistemdən çıxan yeganə şüa xətti polyarlaşmış olduğundan polyaroid özünü polyarlaşdırıcı cihaz kimi aparır.

Turmalin kristalından hazırlanmış lövhə də polyarlaşdırıcı cihazdır. Həmin lövhədə ikiqat şüasınma hadisəsi baş verir. Lakin turmalin də güclü selektiv udma xassəsinə malik olduğundan onun qalınlığını lazımi qədər (1 mm və ondan böyük) seçməklə adi şüanın tam udulmasını əldə etmək olar. Onda turmalindən xətti polyarlaşmış bir şüa – qeyri-adi şüa çıxar.

Turmalin kristalı misalında xətti polyarlaşmış şüanın alınması və qeyd olunmasına müfəssəl baxaq.

Təbii işığı optik PP_1 oxuna paralel kəsilmiş turmalin kristalından buraxdıqda kristaldan keçən işıq tam polyarlaşır. Turmalin kristalı $\vec{E}$ vektorunun optik ox istiqamətində baş verən rəqslərini buraxır, optik oxa perpendikulyar istiqamətdə baş verən rəqsləri isə udur. Turmalin kristalından çıxan işıqda elektrik intensivlik vektoru bir düzxət üzrə rəqs edir, yəni **xətti,** yaxud **müstəvi** polyarlaşmış işıq alınır (şəkil 5).



Şəkil 5.

Şüanın yayılma istiqamətini ox qəbul edərək, T turmalin kristalını bu ox ətrafında fırlatsaq, kristaldan keçən işığın intensivliyində heç bir dəyişiklik baş verməz.

Əgər polyarizatora düşən təbii işığın intensivliyi I_0 olarsa, polyazizatordan çıxan işığın intensivliyi polyazizatorun şüa ətrafında dönməsindən asılı olmayaraq, həmişə təbii işığın intensivliyinin yarısına bərabər olacaqdır:

$$I_P = \frac{1}{2} I_0$$

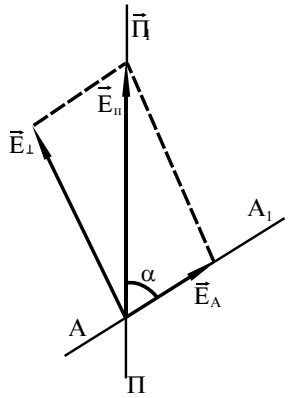
İnsan gözü polyarlaşmış işığı təbii işıqdan ayıra bilmir. Turmalin kristalından keçən işığın polyarlaşmış işıq olduğunu aşkar etməkdən ötrü şüanın yolunun qarşısına tamamilə birincinin eyni olan və ona paralel ikinci turmalin kristalı yerləşdirmək lazımdır. Birinci kristalı sükunətdə saxlayıb, ikinci kristalı düşən şüa ətrafında fırlatdıqda ikinci kristaldan çıxan işığın intensivliyinin dəyişdiyi müşahidə olunur. Polyarlaşmış işıq verdiyi üçün birinci turmalin kristalı **polyarizator**, polyarizə olunmuş işığın analizi üçün istifadə olunan ikinci turmalin kristalı **analizator** adlanır. Malyus müəyyən etmişdir ki, analizatordan çıxan işığın intensivliyi polyarizator və analizatorun PP_1 və AA_1 optik oxları arasındakı bucaqdan asılı olaraq dəyişir. T_1 kristalından, yəni polyarizatordan çıxan xətti polyarlaşmış işığın elektrik vektorunun amplitud qiyməti E_P olsun. 6-cı şəkildə göstərildiyi kimi, bu vektor PP_1 optik oxu boyunca yönəlib. Analizatorun AA_1 optik oxu bu oxla müəyyən α bucağı əmələ gətirir. Analizatordan keçən işığın elektrik vektorunun amplitudu, $\vec{E}_P$-nin AA_1 oxu boyunca proyeksiyasına bərabər olacaqdır:

$$E_A = E_P \cdot \cos\alpha$$

İşığın intensivliyi elektromaqnit dalğasının amplitudunun kvadratı ilə mütənasib olduğundan

$$E_A^2 = E_P^2 \cos^2\alpha \Rightarrow I_A = I_P \cos^2\alpha \quad (3)$$

(3) ifadəsi **Malyus qanunu** adlanır. Burada, I_A - analizatordan çıxan, I_P isə analizator üzərinə düşən işığın intensivliyidir, α - polyarizator və analizatorun optik oxları arasındakı bucaqdır.

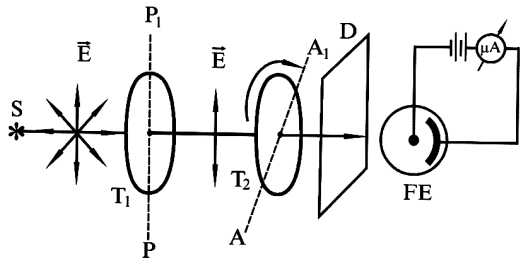


Şəkil 6.

Təcrübi qurğunun təsviri

I üsul

Malyus qanununu yoxlamaq üçün istifadə olunan qurğunun sxemi şəkil 7-də göstərilmişdir. Qurğu S - işıq mənbəyi, T_1 və T_2 – polyaroidləri, fotoelement (FE), cərəyan mənbəyi və mikroampermetrdən ibarətdir. S işıq mənbəyindən gələn təbii işıq T_1 polyaroidindən (polyarizatordan) keçdikdən sonra xətti polyarlaşır. T_2 polyaroidi (analizator) bu işığın ancaq özünün AA_1 optik oxuna paralel rəqslərini buraxacaqdır. Əgər polyarizator və analizatorun optik oxları paralel olarsa, **analizatordan çıxan işığın intensivliyi maksimum olacaq** və nəticədə fotoelement üzərinə düşən bu işığın yaratdığı i cərəyanı da ən böyük olacaq.



Şəkil 7. Malyus qanununu yoxlamaq üçün istifadə olunan qurğunun sxemi.

Polyarizator və analizatorun optik oxları arasındakı bucaq 90^0, yəni optik oxlar bir-birinə perpendikulyar olduqda, analizatordan çıxan işığın inensivliyi, həmçinin fotoelement dövrəsindəki cərəyan şiddəti də sıfır olacaq.

İşin gedişi və ölçmələr

1. Şəkildə göstərilən sxem üzrə qurğunu yığmalı. Analizatoru fırlatmaqla mikroampermetrin əqrəbinin maksimum meylinə nail olmalı. Analizatorun bucaq ölçən şkalasında bu vəziyyəti qeyd etməli. (1) düsturuna görə bu vəziyyətdə $\alpha = 0$, $I_A = I_P$-dir.

2. Analizatoru fırlatmaqla hər 20^0-dən bir cərəyan şiddətinin qiymətini qeyd etməli. Ölçmələri 360^0-yə qədər davam etdirməli.

3. Sonda $i = f\left(\cos^2 \alpha\right)$ asılılığını qurmalı.

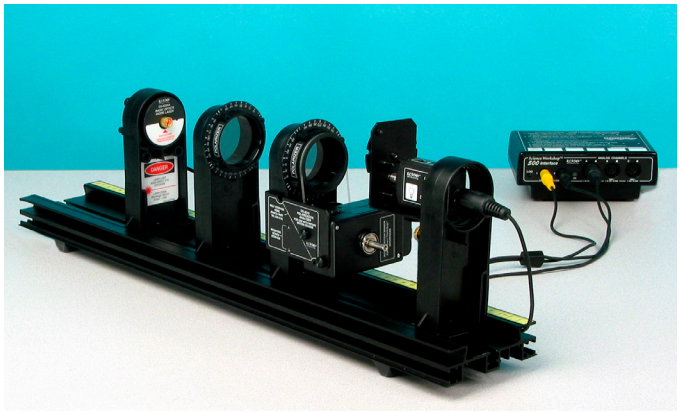
4. Analizatoru elektrik mühərriki vasitəsilə fırladaraq fotoelementdən alınan siqnalı osilloqrafın şaquli meyletdirici lövhələrinə verməklə $I_A = I_P \cos^2 \alpha$ asılılığını bilavasitə ekranda müşahidə etmək olar.

II üsul

Ləvazımat: Polyarizator və analizator, 60 sm uzunluğunda rels, diod lazeri, işıq çeviricisi, fırlanma hərəkəti çeviricisi, interfeys, "Date Studio" proqram təminatı

Təcrübi qurğunun işə hazırlanması

Malyus qanununu yoxlamaq üçün istifadə olunan qurğunun ümumi görünüşü şəkil 8-də verilmişdir.



Şəkil 8. Malyus qanununu yoxlamaq üçün istifadə olunan təcrübi qurğu.

Qurğunu işə hazırlamaq üçün:

1. Müxtəlif forma və ölçülü deşikləri olan dairəvi diski relsin üzərindəki tutqaca bərkidin.

2. İşıq çeviricisini tutqaca bərkidib interfeysə qoşun.

3. Deşikləri olan diski elə fırladın ki, yarımşəffaf deşik işıq çeviricisindən gələn işığın qarşısında yerləşsin.

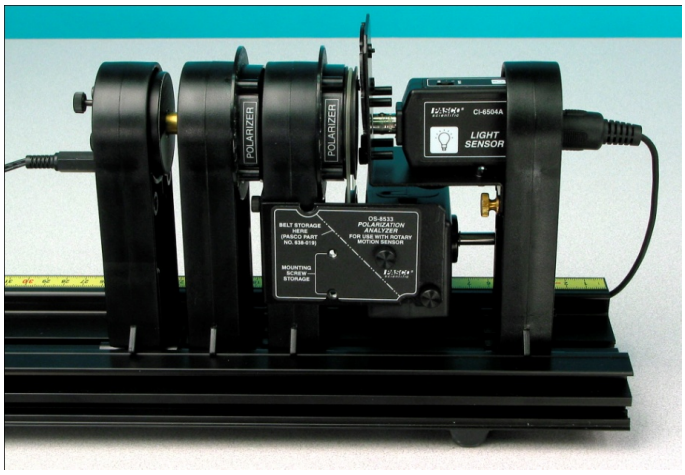
4. Fırlanma hərəkəti çeviricisini polyarizatorun tutqacına bərkidin və çeviricini interfeysə qoşun.

5. “Date Studio”da “Polyarizasiya” faylını açın.

İşin gedişi:

Təcrübənin başlanğıcında polyarizator və analizator elə yerləşdirilir ki, onlardan keçən işığın intensivliyi maksimum olsun.

1. Lazer şüasını polyarizator üzərinə salıb, rels üzərindəki bütün avadanlıqları bir-birinə kip toxunana qədər sürüşdürün (şəkil 9) və otağın işığını söndürün. «Start» düyməsini basın və sonra fırlanma hərəkəti çeviricisinə bağlanmış analizatoru fırladın. Fırlanma prosesini, monitorda alınmış qrafikdə, intensivliyin maksimuma çatdığı ana qədər davam etdirin.



2.Polyarizatorla analizatorun yerini dəyişərək təcrübəni təkrar edin.

3.İntensivliyin maksimumu 4,5V-u keçdikdə, işıq çeviricisinin şkalasını böyüdün. Əksinə, maksimum 0,5V-dan kiçikdirsə işıq çeviricisinin şkalasını kiçildin.

4.”Start” düyməsini basın və fırlanma hərəkəti çeviricisinə birləşdirilmiş analizatoru tədricən 180^0 fırladın və sonra “Stop” düyməsini basın.

18 BUGER-LAMBERT QANUNUNUN YOXLANILMASI. İŞIĞIN UDULMA ƏMSALININ TƏYİNİ

İşin məqsədi: *işığın maddə tərəfindən udulması qanunauyğunluqları ilə tanşı olmaq. Burger-Lambert qanunundan istifadə edərək udma əmsalını təyin etmək.*

Ləvazimat: *işıq mənbəyi, fotoelement, müxtəlif qalınlıqlı şüşə lövhələr, mikrometr*

İşıq dəstəsi maddədən keçərkən onun intensivliyi azalır, yəni işıq enerjisinin bir hissəssi maddə tərəfindən udulur. İşığın udulması elektromaqnit şüalanma enerjisinin maddədə digər növ enerjilərə çevrilməsi ilə əlaqədardır.

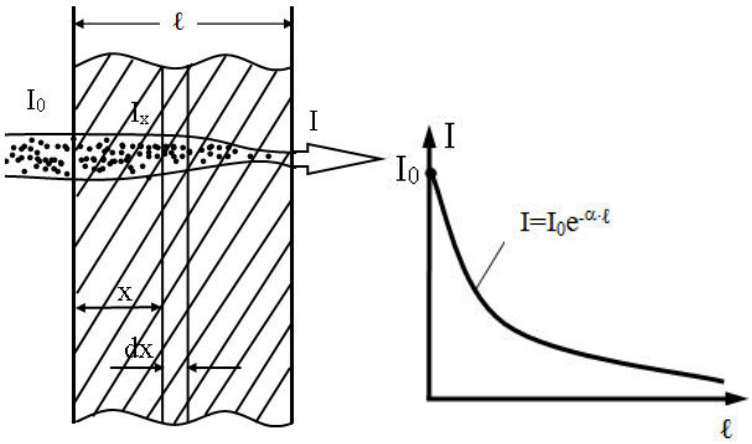
Elektron nəzəriyyəsi baxımından işığın maddə ilə qarşılıqlı təsiri, işıq dalğasının elektromaqnit sahəsinin maddənin atom və molekulları ilə qarşılıqlı təsirinə gətirib çıxarır.

Atlmların tərkibindəki elektronlar işıq dalğasının dəyişən elektrik sahəsinin təsiri altında rəqs edə bilirlər. İşıq dalğasının enerjisinin bir hissəssi elektronların rəqsinin yaranmasına sərf olunur. Elektronların rəqs enerjisi sonra qismən yenidən işıq şüalanmasına çevrilir. İşıq enerjisinin digər hissəsi cismin daxili enerjisinə çevrilir. Nəticədə üzərinə işıq düşən cisim qızır.

Maddədən keçərkən işıq enerjisinin azalması hadisəsi **işığın udulması** adlanır.

İşığın udulmasını işıq dalğasının uducu maddənin atolm və molekulları ilə qarşılıqlı təsirinin detallarına varmadan, ümumi şəkildə energetik baxımdan da təsvir etmək mümkündür.

Tutaq ki, monoxromatik işıq dəstəsi uducu maddədən kəsilmiş lövhə üzərinə normal istiqakmətdə düşür (şəkil 1). Maddənin üzərinə düşən işığın intensivliyi I_0, ondan çıxan intensivlik isə I olsun. Təbii ki, adi halda $I < I_0$ olur.



a) b)

Şəkil 1.

QEYD. İşığın intensivliyi, yaxud işıq enerji selinin sıxlığı, işıq şüalarına perpendikulyar qoyulmuş 1 m^2 səthdən 1 san ərzində daşınan işıq enerjisinə deyilir.

Bu lövhənin daxilində, onun səthindən x qədər məsafədə dx qalınlığında bir lay təsəvvür edək. Bu laya daxil olan işığın intensivliyi I_x olsun. Laydan keçərkən udulma nəticəsində intensivliyin dI_x dəyişməsi, layın qalınlığından və bu laya düşən işığın intensivliyindən asılı olacaqdır:

$$dI_x = -\alpha \cdot I_x \cdot dx \tag{1}$$

Burada, α – udma əmsalı adlanır. O, verilmiş maddənin udma qabiliyyətini xarakterizə edir və uducu layın qalınlığından və işığın intensivliyindən asılı deyildir. Udma əmsalı işığın dalğa uzunluğundan (yaxud tezliyindən), maddənin kimyəvi təbiəti və halından asılıdır. «-» işarə qalınlığın artması ilə maddədən keçən intensivliyin azalmasını göstərir. lövhənin ℓ qalınlığından keçən işığın intensivliyini tapmaq üçün (1) ifadəsini inteqrallmaq lazımdır:

$$\int_{I_0}^{I} \frac{dI_x}{I_x} = -\int_0^{\ell} \alpha \cdot dx \Rightarrow \ell nI - \ell nI_0 = -\alpha\ell \Rightarrow I = I_0 \cdot e^{-\alpha\ell} \tag{2}$$

(2) ifadəsi **Buger-Lambert qanunu** adlanır. Burada, I_0 – lövhənin üzərinə düşən işığın intensivliyi, I – isə lövhədən keçən işığın intensivliydir. (2) ifadəsindən göründüyü kimi, işıq uducu maddədən keçdikdə onun intensivliyi eksponensial qanunla azalır (şəkil 1b)

(2) ifadəsindən α – udma əmsalıeı təyin etsək:

$$\alpha = \frac{1}{\ell} \cdot \ln \frac{I_0}{I} \tag{3}$$

Bu düsturda $\frac{I_0}{I} = e \approx 2{,}72$ olarsa, $\alpha = \frac{1}{\ell}$ alarıq.

Beləliklə, maddənin udma əmsalı, maddədən keçərkən işığın intensivliyinin e dəfə (təqribən 3 dəfə) azaldığı qalınlığın tərs qiymətinə bərabərdir.

Müxtəlif maddələr üçün udma əmsalı çox müxtəlifdir. Məsələn, normal şəraitdə hava üçün α~10^{-3} m^{-1}, şüşə üçün α ~ 1 m^{-1}, metallar üçün α ~ 10^6 m^{-1} tərtibində olur.

Praktikada Buger-Lambert qanununu

$$\ln \frac{I_0}{I} = \alpha \cdot \ell \text{, yaxud } \ln \frac{I_0}{I} \approx 0{,}43 \cdot \alpha \cdot \ell \tag{4}$$

şəklində yazmaq daha əlverişlidir.

$D = \ell g \frac{I_0}{I}$ kəmiyyəti mühitin optik sıxlığı adlanır. $\tau = \frac{I_0}{I}$ kəmiyyətinə isə maddənin buraxma, yaxud şəffaflıq əmsalı deyilir. Bu ifadələri (3) bərabərliyində nəzərə alsaq,

$$D = \ell g \cdot \frac{1}{\tau} \text{, yaxud } D = 0{,}43 \cdot \alpha \cdot \ell \tag{5}$$

olar.

Müxtəlif maddələrin işığı, ümumiyyətlə, elektromaqnit dalğalarını udmasında bir selektivlik, yəni seçicilik vardır. Məsələn, su və su buxarı infraqırmızı şüalanmanı güclü udur. Adi şüşə görünən işığı buraxır, infraqırmızı şüalanmanı (λ>2 mkm) xeyli udur, ultrabənövşəyi şüalanmanı

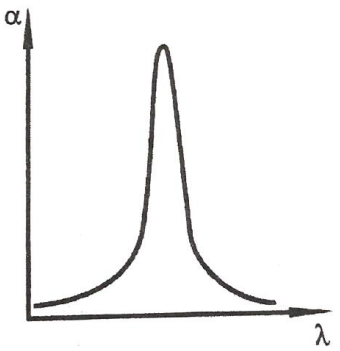
(λ<0,38 mkm) isə tamamilə udur. Canlı bitki yarpaqdarı yaşıl və tündqırmızı rəngdən başqa görünən spektrdə bütün rəngləri udur. İşıq süzgəclərinin işinin əsasında işığın selektiv udulması durur. Hər bir işıq süzgəci özünün rənginə uyğun şüaları buraxır, qalan bütün rəgləri udur.

Udma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı udma spektri adlanır.

Atlm və molekulları bir-birilə praktik olaraq qarşılıqlı təsirdə olmayan maddələrdə, yəni bir atomlu seyrək qazlarda, yaxud metalların buxarlarında udma əmsalı sıfra yaxın olur. Onlarda udma zolağı eni 10^{-12}-10^{-11} m olan ayrı-ayrı xətlərdən ibarət olur. Belə spektrlər **xətti spektr** adlanır.

Molekulyar birləşmələrin udma spektri eni 10^{-10}-10^{-7} m olan zolaqlardan ibarət zolaqlı spektrdir.

Bərk cisimlər və mayelər geniş dalğa uzunluğu intervalında güclü udma qabiliyyətinə malikdirlər. Bu maddələrin udma spektri bütöv spektrdir (şəkil 2).



Şəkil 2.

Təcrübələr göstərir ki, işığın udulması ilə bərk cisimlərin elektrik keçiriciliyi arasında müəyyən əlaqə vardır. Belə ki, cərəyanı yaxşı keçirən maddələrin udma əmsalı da böyük olur. Metallar udma əmsalının qiyməti böyükdür (təqribən 10^5-10^7 m^{-1}). Ona görə də metallar işıq üçün qeyri-şəffaf maddələrdir. Metalın çox nazik təbəqəsi belə işığı tamam udur.

Yarımkeçirici maddələr idə işığı yaxşı udurlar. Lakin onların udma əmsalı metallara nisbətən çox kiçikdir.

Ən zəif udma qabiliyyətinə malik olan maddələr dielektriklərdir (təqribən 10^{-1}-10^{-3} m^{-1}). Onların əksəriyyəti görünən hissəyə düşən şüalar üçün şəffafdır. Dielektriklərdə elektronların hamısı öz atomları ilə rabitədədir. Elektronların tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqslərinin ω məxsusi tezlikləri dielektrik üzərinə düşən işığın tezliyindən çox-çox böyükdür. Bu səbəbdən də belə maddələrin işığı udma əmsalı çox kiçik olur. Düşən işığın tezliyi elektronların məxsusi tezliyinə yaxın tezliyinə yaxın olduqca (rezonans halı) udulma kəsikn artır. Metallarda valent elektronları sərbəst haldadır. Sərbəst elektronların enerji udması üçün heç bir məhdudiyyət olmadığından metalların işığı udma əmsalı geniş dalğa intervalında dəyişir.

Bu laboratoriya işində şəffaf dielektrikin, yəni şüşənin udma əmsalı təyin edilir. (3) düsturuna görə:

$$\alpha = \frac{1}{\ell} \cdot \ln \frac{I_0}{I_1}$$

Bu ifadəni tətbiq edərək α-nı təyin etsək təcrübənin xüsusi xətası böyük olacaqdır. Çünki lövhənin səthinə düşən I_0 intensivliyinin hamısı maddəyə daxil olmur, onun bir hissəsi səthdən səpələnir. Bu çətinliyi aradan qaldırmaq üçün (2) ifadəsini ℓ_1 və ℓ_2 qalınlıqları üçün yazaq:

$$I_1 = I_0 \cdot e^{-\alpha \ell_1} \text{ və } I_2 = I_0 \cdot e^{-\alpha \ell_2}.$$

Bu iki bərabərliyi tərəf-tərəfə bölüb inteqrallasaq

$$\ln\frac{I_1}{I_2} = \alpha \cdot (\ell_2 - \ell_1)$$

alarıq. Sonuncu ifadədən udma əmsalı üçün

$$\alpha = \frac{1}{(\ell_2 - \ell_1)} \cdot \ln\frac{I_1}{I_2} = \frac{2{,}3}{(\ell_2 - \ell_1)} \cdot \lg\frac{I_1}{I_2} \qquad (5)$$

alınır. Burada, I_1 və I_2 – uyğun olaraq ℓ_1 və ℓ_2 qalınlıqlı lövhələrdən keçən işığın intensivliyidir. I_1 və I_2 intensivlikləri onların fotoelementdə yaratdıqları i_1 və i_2 fotocəryanlar ilə mütənasibdir.

İşin gedişi:

1. İşıq mənbəyini elektrik dövrəsin qoşmalı və işıq selinin fotoelementin pəncərəsinə düşməsinə nail olmalı.
2. Eyni udma əmsalına malik olan eyni maddədən hazırlanan müxtəlif qalınlıqlı lövhələrdən keçən işığın intensivlikləri (I_1, I_2, I_3 və s.) əvəzinə onların fotoelement üzərinə düşdükdə yaratdıqları fotocərəyanların (i_1, i_2, i_3 və s.) doyma qiymətlərindən istifadə etməli.
3. Fotoelementə elə gərginlik tətbiq etməli ki, dövrədə doyma cərəyanı alınsın.
4. İşıq mənbəyi ilə fotoelement arasında eyni udma əmsalınna malik müxtəlif qalınlıqlı lövhələr yerləşdirməklə hər dəfə mikroampermetrin göstərişini qeyd etməli.
5. Lövhələrin qalınlıqlarını mikrometr vasitəsi ilə ölçüb nəticələri cədvələ yazmalı.
6. α – udma əmsalını (6) ifadəsinə əsasən hesablamalı.
7. $\ln\frac{I_1}{I_2} = f(\ell_2 - \ell_1)$ asılılığının qrafikini qurmalı.
8. Qrafikdəki düz xəttin absis oxu ilə meyl bucağının tangensini təyin etməli və alınan qiyməti α-nın (6) düsturuna əsasən hesablanmış qiyməti ilə müqayisə etməli.
9. α-nın orta qiymətini və xətaları hesablamalı.

19 MÜTLƏQ QARA CİSMİN İSTİLİK ŞÜALANMA QANUNLARININ ÖYRƏNİLMƏSİ

İşin məqsədi: *Mütləq qara cismin şüalanma intensivliyinin dalğa uzunluğundan asılılığının və Vinin yerdəyişmə qaydasının yoxlanılması*

Ləvazimat: *Prizmalı spektrofotometr, optik sistemlərin yerləşdiyi masa, işıq çeviricisi, fırlanma hərəkəti çeviricisi, gərginlik dəyişdiricisi, güc artıran, közərmə lampası, birləşdirici naqillər, interfeys, "Date studio" proqram təminatı*

Şüalanmanın növləri və onların əsas xarakteristikaları

Maddənin müxtəlif növ şüalanmaları mövcuddur: məsələn, elektrolüminessensiya, katod lüminessensiyası, kimyəvi lüminessensiya, fotolüminessensiya, istilik şüalanması və s. Bu şüalanmalar bir-birindən həyəcanlanma mexanizminə, baş vermə şəraitinə, spektral tərkibinə və s. görə fərqlənir. Ən geniş yayılmış şüalanma növlərindən biri **istilik** (yaxud **temperatur**) şüalanmasıdır.

Şüalanan cismin daxili enerjisi hesabına yaranan, onun temperaturu və optik xassələrindən asılı olan elektromaqnit şüalanmasına **istilik** (yaxud **temperatur**) **şüalanması** deyilir.

Temperaturu mütləq sıfırdan fərqli istənilən cisim özündən elektromaqnit dalğaları şüalandırır. İstilik şüalanması kiçik temperaturlarda infraqırmızı şüalar, böyük temperaturlarda isə görünən və ultrabənövşəyi şüalar şəklində olur. İstilik şüalanması bütün digər növ şüalanmalardan fərqli olaraq **tarazlıqda olan** şüalanmadır. Şüalanan cisim ilə şüalanma arasında enerji paylanması hər bir dalğa uzunluğu üçün dəyişməz qalarsa, belə şüalanma tarazlıqda olan şüalanma adlanır.

İstilik şüalanmasını kəmiyyətcə xarakterizə etməkdən ötrü şüalandırma qabiliyyəti adlanan fiziki kəmiyyətdən istifadə edilir.

Cismin şüalandırma qabiliyyəti ($R_{\nu,T}$, yaxud **$R_{\lambda,T}$)** - onun vahid səthindən, vahid zamanda, vahid tezlik intervalında şüalandırılan enerjiyə deyilir.

$$R_{\nu,T} = \frac{dW^{\text{şüa}}_{\nu,\nu+d\nu}}{dS \cdot dt \cdot d\nu} \qquad (1)$$

Cismin vahid səthindən vahid zamanda vahid dalğa uzunluğu intervalında şüalanan enerjini bəzən **şüalanmanın intensivliyi** (I) də adlandırırlar.

$R_{\nu,T}$ şüalandırma qabiliyyəti cismin növündən, temperaturdan və tezlikdən asılıdır.

İnteqral şüalandırma qabiliyyəti ($\mathbf{R_e}$) - cismin vahid səthindən, vahid zamanda bütün tezlik intervalında şüalanan enerjinin miqdarına deyilir.

$$R_e = \int_0^\infty R_{\nu,T} d\nu \tag{2}$$

$\mathbf{R_e}$ - cismin temperaturundan asılıdır. $\mathbf{R_e}$ -nin ölçü vahidi; $[R_e] = 1\frac{Vt}{m^2} = 1\frac{C}{m^2 san}$

Şüalandırma gücü (yaxud **şüalandırma seli**) – cismin səthindən vahid zamanda bütün tezlik intervalında şüalandırılan enerjiyə deyilir.

$$P_{ш} = R_e S$$

$\mathbf{R_{\nu,T}}$ və $\mathbf{R_{\lambda,T}}$ kəmiyyətləri arasında əlaqə

$$R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \cdot \frac{\lambda^2}{c} \tag{3}$$

bərabərliyi ilə təyin edilir.

Cismin şüaudma qabiliyyəti ($\mathbf{A_{\nu,T}}$) - onun səthində müəyyən tezlik intervalında udulan enerjinin səthə düşən enerjiyə olan nisbətinə deyilir.

$$A_{\nu,T} = \frac{dW^{ud}_{\nu,\nu+d\nu}}{dW^{dyш}_{\nu,\nu+d\nu}} \tag{4}$$

$A_{\nu,T}$ - cismin temperaturundan və tezlikdən asılıdır.

İstənilən temperaturda öz üzərinə düşən istənilən tezlikli işığı tamamilə udan cismə **mütləq qara cisim** deyilir. Mütləq qara cismin şüaudma qabiliyyəti vahidə bərabərdir.

Şüaudma qabiliyyəti vahiddən kiçik olan cisimlərə **boz cisim** deyilir. Boz cisimlər üçün şüaudma qabiliyyəti bütün tezliklərdə eyni olub, ancaq temperaturdan və materialından asılıdır. $A_T^{boz} < 1$

İstilik şüalanmasının qanunları

Cisimlərin şüa enerjisini udma və buraxma qabiliyyətləri arasında əlaqəni ifadə edən qanunu Kirxhof müəyyən etmişdir.

Kirxhof qanunu. Cisimlərin müəyyən şəraitdəki şüalandırma qabiliyyətinin həmin şəraitdəki şüaudma qabiliyyətinə nisbəti cisimlərin təbiətindən asılı olmayıb, ancaq tezlikdən (yaxud dalğa uzunluğundan) və temperaturdan asılıdır:

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = f(\nu, T) \tag{5}$$

Şəraiti müəyyən edən, tezlik və temperaturdan asılı olan $f(\nu, T)$ funksiyasına **Kirxhofun universal funksiyası** deyilir.

Mütləq qara cisim üçün Kirxhof qanunu:

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \frac{r^q_{\nu,T}}{1} = f(\nu,T) \tag{6}$$

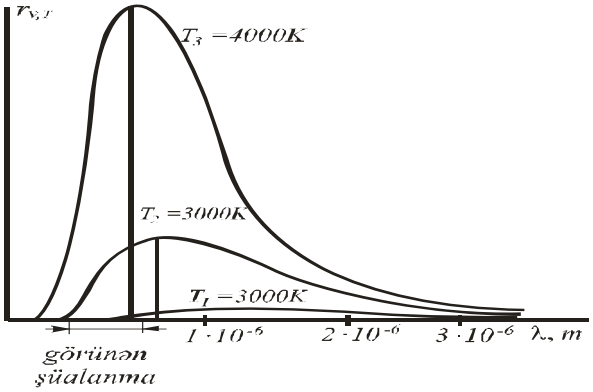
$r^q_{\nu,T}$ - mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyətidir. Deməli, Kirxhofun universal funksiyası həmin şəraitdəki mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyətinə bərabərdir.

İstilik şüalanması nəzəriyyəsinin **əsas məsələsi** r(ν,T), yaxud r(λ,T) asılılığının aşkar şəklinin tapılması məsələsidir.

Mütləq qara cismin süalandırma qabiliyyətinin (yaxud şüalanmanın intensivliyinin) bir neçə temperaturda dalğa uzunluğundan asılılığının təcrübi əyriləri səkil 1-də verilmişdir.

Əyrilərdən görünür ki:

- şüalanma enerjisi bütün spektr boyu bərabər paylanmayıb;
- temperatur artdıqca şüalandırma qabiliyyəti kəskin artır;
- şüalandırma qabiliyyətinin maksimumu temperatur artdıqca qısa dalğalara tərəf yerini dəyişir;
- əyrilər maksimuma nəzərən simmetrik deyildir.



Şəkil 1.

Qeyd olundu ki, şualandırma qabiliyyətinin dalğa uzunluğundan (yaxud tezlikdən) və temperaturdan asılılığının analitik ifadəsinin müəyyən edilməsi istilik şüalanması nəzəriyyəsinin əsas məsələsidir. Bu məsələni həll etmək üçün ilk cəhd Stefan tərəfindən edilmişdir.

Stefan-Bolsman qanunu: Mütləq qara cismin inteqral şüalandırma qabiliyyəti termodinamik temperaturun dördüncü dərəcəsi ilə düz mütənasibdir:

$$R_e = \sigma T^4 \tag{7}$$

$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} Vt/(m^2K^4)$ – Stefan-Bolsman sabitidir.

Stefan-Bolsman qanunu R_e-nin temperaturdan asılılığını müəyyən edir, mütləq qara cismin şüalanmasının spektral tərkibi haqqında suala cavab vermir, başqa sözlə, $r_{\nu,T}$ funksiyasının aşkar şəkli naməlum qalır.

Vin termodinamika və elektrodinamika qanunlarına istinad edərək bu funksiyanın tezlik və temperaturdan asılılığının xarakterini müəyyən etmişdir.

Vin qanunu: Mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyti tezliyin kubundan və arqumenti $\left(\frac{\nu}{T}\right)$ olan funksiyadan asılıdır.

$$r_{\nu,T} = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) \tag{8}$$

(3) ifadəsindən istifadə etsək, $r_{\lambda,T}$, Vin qanununu

$$r_{\lambda,T} = \frac{c^4}{\lambda^5} \cdot F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \tag{9}$$

şəklində də yazmaq olar.

Vin qanunu tezliyin böyük, temperaturun kiçik qiymətlərində ödənir. Bu qanun da müxtəlif temperaturlarda şüalanma enerjisinin bütün tezliklər üzrə paylanmasını tam təcvir edə bilmir.

Vinin yerdəyişmə qaydası. Mütləq qara cismin maksimal şüalandırma qabiliyyətinə uyğun dalğa uzunluğu (λ_{max}) mütləq temperaturla tərs mütənasibdir.

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \tag{10}$$

$b = 2,9 \cdot 10^{-3} m \cdot K$ - Vin sabiti adlanır.

Vinin yerdəyişmə qaydası mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyətinin maksimumuna uyğun tezlik (ν_{max}) belə ifadə olunur:

$$\nu_{max} = b'T \tag{11}$$

Burada, $b' = 5,88 \cdot 10^{10} san^{-1} K^{-1}$ - dır.

$r_{\nu,T}$ asılılığının aşkar şəklini tapmaq üçün növbəti cəhd Reley və Cins tərəfindən edilmişdir. Onlar enerjinin sərbəstlik dərəcəsinə görə bərabər paylanması haqqında klassik qanundan istifadə edərək istilik şüalanması hadisələrinə ilk dəfə statistik fizika üsullarını tətbiq etmişlər.

Reley-Cins qanunu

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \tag{12}$$

yaxud (3) ifadəsindən istifadə etsək

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT \tag{13}$$

kimidir.

Reley-Cins qanunu da müxtəlif temperaturlarda və bütün tezliklərdə enerjinin paylanmasını təsvir edə bilmir. O tezliyin kifayət qədər kiçik və temperaturun böyük qiymətlərində ödənir Beləliklə, klassik fizika çərçivəsində mütləq qara cismin şüalanma spektrində enerjinin paylanmasını izah etmək mümkün olmamışdır. Plank bu uğursuzluğu klassik fizika qanunlarının şüalanma prosesinə tətbiqinin məhdudluğu ilə əlaqələndirmişdir.

Plank mütləq qara cismin şüalanma spektrində enerjinin paylanmasını təsvir edən düsturu almaq üçün klassik fizikaya kökündən zidd olan cəsarətli bir fərziyyə irəli sürdü. Klassik fizikada istənilən sistemin, o cümlədən, harmonik ossilyatorun enerjisi kəsilməz dəyişir. Plank belə bir fərziyyə irəli sürdü ki, atom ossilyatoru **kəsilməz deyil**, porsiyalarla – **kvantlarla** şüalanır və hər bir kvantın enerjisi tezliklə mütənasibdir: $\varepsilon_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \hbar\omega$.

Beləliklə, ossilyatorun enerjisi ancaq diskret qiymətlər alıb, bu porsiyanın tam misillərinə bərabər olur: $\varepsilon = nh\nu$ (n=0, 1, 2...) .

Onda **ossilyatorun orta enerjisi** klassik fizikadan bildiyimiz kimi kT deyil, $\langle\varepsilon\rangle = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$ kimi olur.

Mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti üçün **Plank düsturu:**

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \tag{14}$$

yaxud dalğa uzunluğu ilə

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi ch}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \tag{15}$$

kimi olur. Burada, $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34} C \cdot san$ - Plank sabiti; $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23} C/K$ - Bolsman sabiti; $c = 3 \cdot 10^8 m/san$ - işığın vakuumda yayılma sürətidir.

Böyük tezlik və kiçik temperaturlarda, yəni $h\nu >> kT$ olduqda Plank düsturundan **Vin qanunu** alınır:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h}{c^2}\nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}} \text{ yaxud } r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}e^{-\frac{hc}{\lambda kT}} \tag{16}$$

Kiçik tezlik və yüksək temperaturlarda, yəni hν<<kT olduqda Plank düsturundan **Reley-Cins qanunu** alınır:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT \text{ yaxud } r_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4}kT \tag{17}$$

Optik pirometriya. Qızdırılmış cisimlərin temperaturunu ölçmək üçün müxtəlif cihazlar (genişlənmə termometrləri, elektrik müqavimət termometrləri, termocütlər və s.) vardır. Lakin çox qızdırılmış ($2000^0 C$ -dən yüksək) cisimlərin temperaturunu ölçmək üçün bu üsullar yaramır. Bunun üçün istilik şüalanmasından istifadə etmək olar.

İstilik şüalanması qanunlarına əsaslanmaqla yüksək temperaturu ölçmə üsulları **optik pirometriya** adlanır.

Stefan-Bolsman qanununa əsasən təyin edilmiş temperatura **radiasiya temperaturu** deyilir.

$$T = \sqrt[4]{\frac{R_e}{\sigma}} \tag{18}$$

Vinin yerdəyişmə qaydasına əsasən təyin edilmiş temperatura **rəng temperaturu** deyilir.

$$T = \frac{b}{\lambda_{max}} \tag{19}$$

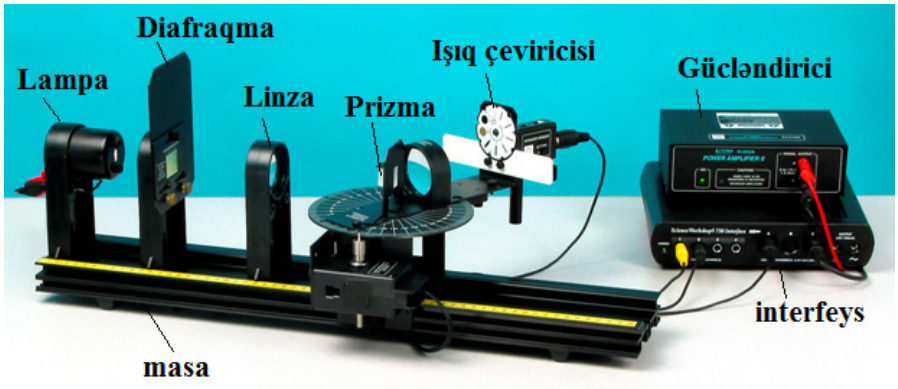
İstilik şüalanması qanunlarının yoxlanılması

Təcrübi qurğunun təsviri. Mütləq qara cismin şüalanma intensivliyinin dalğa uzunluğundan və temperaturdan asılılığını öyrənmək üçün istifadə olunan qurğunun ümumi görünüşü şəkil 2-də verilmişdir.

İşıq mənbəyi olaraq közərmə lampası götürülür. Lampa gərginlik dəyişdiricisindən qidalanır. Lampanın verdiyi işıq spektrofotometrin prizmasına salınır. Prizmanı əl ilə fırlatmaqla ondan çıxan işığın intensivliyinin dönmə bucağından asılı olaraq necə dəyişməsini müəyyən etmək olar.

Bunun üçün $400 \div 2500nm$ dalğa uzunluğu intervalında işləyən spektrofotometrdən istifadə olunur. Spektrofotometrdən çıxan işığın intensivliyinin qiymətinin dalğa uzunluğundan asılılığını, mütləq qara cismin şüalanma intensivliyi üçün verilmiş Plank düsturuna gətirmək olar.Yuxarıda qeyd edildiyi kimi istilik şüalanması uçun Plankın verdiyi **nəzəri düstur**

$$I(\lambda)_n = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5}\left(\frac{1}{e^{\frac{hc}{2kT}} - 1}\right) \tag{15}$$



Şəkil 2. Mütləq qara cismin şüalanma intensivliyinin dalğa uzunluğundan və temperaturdan asılılığını öyrənmək üçün istifadə olunan qurğu.

kimidir. Süalanma intensivliyi təcrübi olaraq

$$I(\lambda)_t = \frac{1{,}25 \cdot 10^{20} \cdot A}{\lambda^5 e^{\frac{1{,}44 \cdot 10^7}{\lambda \cdot T}} - 1} \tag{20}$$

düsturu ilə hesablanır. Bu ifadədə λ dalğa uzunluğu olub, $300 \div 2800nm$ intervalında dəyişir. A=0,018 və T=2500K götürülür.

Təcrübələr göstərir ki, mütləq qara cismin temperaturu artdıqca şüalanma intensivliyinin maksimum qiyməti kiçik dalğalara tərəf yerini dəyişir. Mütləq qara cisim kimi baxdığımız közərmə lampasının telinin temperaturunu dolayı yolla, müqavimətin temperaturdan asılılıq düsturuna əsasən təyin etmək olar. Bu düstura görə $\rho=\rho_0[1+\alpha(T-T_0)]$ kimidir. Bu ifadədən

$$T = T_0 + \frac{\frac{\rho}{\rho_0} - 1}{\alpha} \text{ olar.} \tag{21}$$

Xüsusi müqaviməti təcrübi olaraq $\rho = 5{,}65\left(\frac{\frac{U}{J} - 0{,}2}{R_{tel}}\right)$

düsturu ilə də hesablamaq olar. Burada, ρ_o – otaq temperaturunda közərmə telinin xüsusi müqaviməti ρ_0=5,65 mkOm·sm , U – telə verilən gərginlik , J – közərmə telindən axan cərəyan şiddəti, $R_{tel} = 0{,}93\,Om$ - otaq temperaturunda telin müqavimətidir.

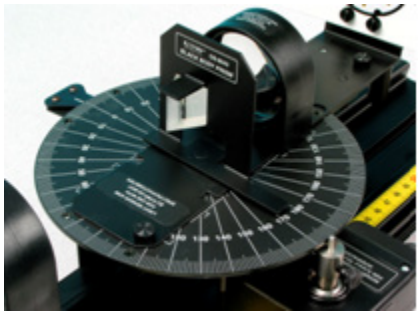
Közərmə telinin temperaturunu bildikdən sonra şüalanmanın maksimumuna uyğun dalğa uzunluğunu Vinin yerdəyişmə qaydasına əsasən

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \qquad (22)$$

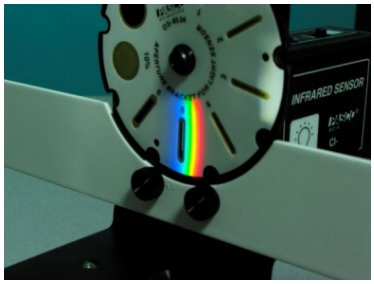
düsturundan tapmaq olar. Burada, b=2,9·10^{-9} m·K – Vin sabiti adlanır.

Təcrübi qurğunun işə hazırlanması

1. Spektrometrin prizmasının tilini 3-ci şəkildə göstərildiyi kimi istiqamətləndirin. Təcrübədə istifadə olunan işıq çeviricisi (şəkil 4) spektrin $400 \div 2500nm$ dalğa uzunluğu oblastında işləyir.
2. Üzərində yarıqları olan diafraqmanı toplayıcı linzanın fokusunda yerləşdirin.



Şəkil 3. İstiqamətləndirici prizma



Şəkil 4. İşıq çeviricisi

3. Mütləq qara cisim rolunu oynayan közərmə lampasını güc artıran qurğuya, onu isə interfeysin C kanalına birləşdirin.
4. Həssas işıq çeviricisini interfeysin A kanalına, gərginlik dəyişdiricisini B kanalına, fırlanma hərəkəti çeviricisini isə 1 və 2 kanallarına birləşdirin. Közərmə lampasını gərginlik mənbəyinə qoşun.
5. “Data studio”da “Blackbody ds” (“Qara cisim”) adlandırılan faylı açın.

İşin gedişi:

1. Diafraqmanın yarığını # 4 vəziyyətinə qoyun. İşığ çeviricisinin filtrini # 4 yarığı üzərinə yerləşdirin.
2. “Data studio”da “Siqnal generatoru” pəncərəsini açın. Generatoru 10 V-luq sabit cərəyan mənbəyinə qoşun.

Diqqət! Közərmə lampasını uzun müddət 10V-luq gərginlik altında saxlamaq olmaz, sıradan çıxa bilər. Lampanı dövrəyə yalnız ölçü götürülən anda qoşmaq lazımdır.

3. Tarama (skanə etmə) qurğusunun qolunu dayanana qədər fırladın. Dayanma anı spektrin başlanğıc vəziyyəti olacaqdır.
4. İşığ çeviicisinin həssaslıq dərəcəsini “×100” vəziyyətinə gətirərək “Tara” düyməsini basın. “Data studio”da “start” düyməsini basmaqla qurğunu işə salın.

5. Tarama başladıqda prizmanın dönmə bucağı müsbət istiqamətdə fırladılmalıdır, əks halda fırlanma hərəkəti çeviricisinin vəziyyətini dəyişmək lazım gələcəkdir. Fırlanma hərəkəti çeviricisini interfeysə qoşun və verilən məlumatları yükləyin.

Tarama qolunu asta-asta fırladaraq onu bucaqölçəndəki sıfır dərəcə üzərinə qoyun (bu vəziyyət işıq mənbəyi ilə işıq çeviricisinin qarşı-qarşıya olduğu hala uyğundur). $I(\lambda)$ asılılığının qrafiki dalğa uzunluğunun 2500 nm qiymətində avtomatik dayanır, çünki spektrometrdəki optik şüşə 2500 nm-dən böyük dalğa uzunluqlu şüaları qeyd etmir.

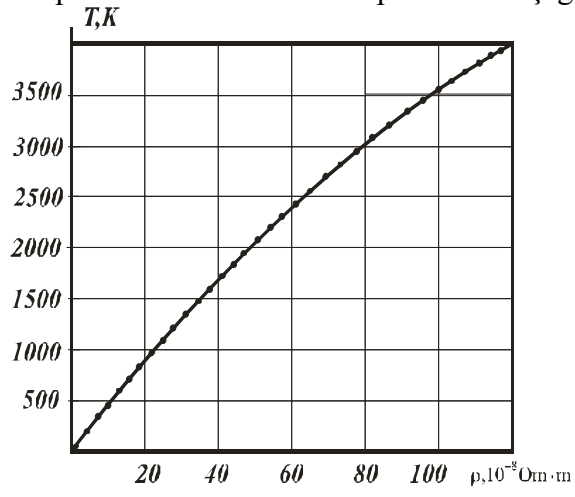
6. İşıq mənbəyi ilə işıq çeviricisi bir-birinə paralel olduqda (bu halda süalar prizmadan deyil, onun yanından keçir) $I(\lambda)$ asılılığı özünün maksimum (pik) qiymətini alır. Maksimumun vəziyyəti təcrübənin başlanğıc bucağını dəqiqləşdirməyə imkan verir. Smart kursorundan istifadə edərək, başlanğıc vəziyyətlə mərkəzi pik nöqtəsi arasındakı bucağı təyin edin. "Data studio"da kalkulyator pəncərəsində "init" adlandırılan xanaya bu bucağı qeyd edin.

7. Təcrübəni lampaya verilən gərginliyin 4V və 7V qiymətləri üçün təkrar edin.

İşin təhlili

1. Temperatur azaldıqda asılılığının maksimumu yerini dəyişirmi və hansı tərəfə dəyişir?
2. Temperatur artdıqca şüalanma intensivliyinin qiyməti necə dəyişir?
3. Smart kursorundan istifadə etməklə "Temperatur" qrafikində lampanın közərmə telinin temperaturunu tapın. (22) ifadəsindən istifadə edərək hər bir temperatur üçün $I(\lambda)$ əyrisinin maksimumuna uyğun dalğa uzunluğunu – λ_{max} -mumu hesablayın.
4. "Data studio"da Plank düsturunun nəzəri əyrisi qeyd edilmişdir. $I(\lambda)$ asılılığının təcrübi əyrisini nəzəri əyri ilə tutuşdurun və onların uyğun gəlib- gəlmədiyinini müəyyənləşdirin.
5. Lampanın temperaturunu dəyişməklə spektr rənglərinin necə dəyişməsinə diqqət edin. Hansı dalğa uzunluğu sarı rəngə (Günəşin rənginə) uyğundur?
6. $I(\lambda)$ asılılığında əyrinin altındakı sahənin qiyməti hansı fiziki parametrə uyğundur?

Lampanın közərmə telinin temperaturunu aşağıdakı cədvəl və qrafik vasitəsilə təyin etmək olar.



Xüsusi müqavimət ($\times10^{-8}\Omega$·m)	Temperatur (K)	Xüsusi müqavimət ($\times10^{-8}\Omega$·m)	Temperatur (K)
5.65	300	60.06	2100
8.06	400	63.48	2200
10.56	500	66.91	2300
13.23	600	70.39	2400
16.09	700	73.91	2500
19.00	800	77.49	2600
21.94	900	81.04	2700
24.93	1000	84.70	2800
27.94	1100	88.33	2900
30.98	1200	92.04	3000
34.08	1300	95.76	3100
37.19	1400	99.54	3200
40.36	1500	103.3	3300
43.55	1600	107.2	3400
46.78	1700	111.1	3500
50.05	1800	115.0	3600
53.35	1900	115.0	3600
56.67	2000	115.0	3600

20 XARİCİ FOTOEFFEKT HADİSƏSİNİN ÖYRƏNILMƏSI. VAKUUM FOTOELEMENTİNİN VOLT-AMPER VƏ İŞIQ XARAKTERİSTİKALARININ TƏDQİQİ

İşin məqsədi: *fotoeffekt hadisəsi ilə tanış olmaq, fotoelementin volt-amper və işıq xarakteristikalarını tədqiq etmək.*

Ləvazimat: *СЦВ-3 tip fotoelement, batareya, voltmetr, mikroampermetr, reostat, közərmə lampası.*

İşığın maddələrə təsir, işıq dalğalarının daşıdığı enerjinin onlara verilməsi ilə olur. Bunun nəticəsində müxtəlif növ hadisələr (maddənin qızması, fotolüminessensiya, kimyəvi reaksiya, bioloji proseslər və s.) baş verə bilər. Maddədə udulan elektromaqnit şüalanmasının təsiri altında yaranan elektrik hadisələrinə fotoelektrik hadisələri, yaxud sadəcə fotoeffekt deyilir. Fotoeffektin üç növünü bir-birindən fərqləndirirlər: xarici fotoeffekt, daxili fotoeffekt və ventil fotoeffekti.

Xarici fotoeffekt, elektromaqnit şüalanmasının təsiri ilə metaldan elektronların vakuuma çıxması hadisəsinə deyilir.

Elektronu metaldan qoparmaq üçün ona kənardan çıxış işinə bərabər enerji verilməlidir. Bu enerji elektrona müxtəlif üsullarla verilə bilər.

Təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir ki, metaldan elektronların çıxarılması üçün bir neçə üsul vardır:

Termoelektron emisiyası – qızdırılmış (közərdilmiş) metalın səthindən elektronların çıxması;

İkinci elektron emissiyası – böyük enerjili zərrəciklərlə metalın səthini bombardıman etdikdə elektronların çıxması;

Avtoelektron eamissiyası – güclü elektrik sahəsinin təsir ilə metaldan elektronların qopardılması;

Xarici fotoeffekt – işığın təsiri ilə metaldan elektronların qopması.

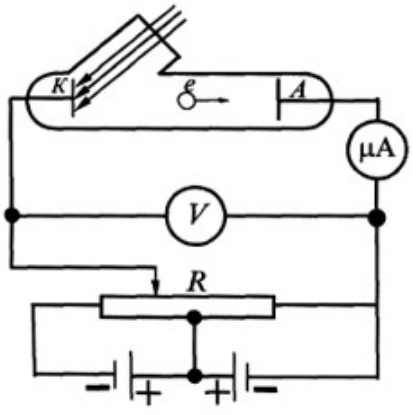
Daxili fotoeffekt, elektromaqnit şüadanmasının təsiri ilə yarımkeçirici və dielektriklərdə elektronun xaricə çıxmadan, bağlı haldan sərbəst hala keçməsinə deyilir. Bunun nəticəsində yükdaşıyıcıların konsentrasiyası artır və maddənin elektrik keçiriciliyi dəyişir, yəni fotokeçiricilik yaranır.

Ventil fotoeffekti, iki yarımkeçirici, yaxud metal-yarımkeçirici sərhəddini işıqlandırdıqda kontaktda xarici elektrik sahəsi olmadan, yalnız işığın təsiri ilə e.h.q.-si yaranması hadisəsinə deyilir. Bu hadisəyə əsasən düzəldilən ventil fotoelementlərində işıq enerjisi birbaşa elektrik enerjisinə çevrilir.

Xarici fotoeffekt hadisəsi 1887-ci ildə H.Hers tərəfindən müşahidə olunmuşdur. lakin bu hadisəni mükəmməl təhlil edən və onun əsas qanunlarını müəyyən edən rus alimi A.Stoletov

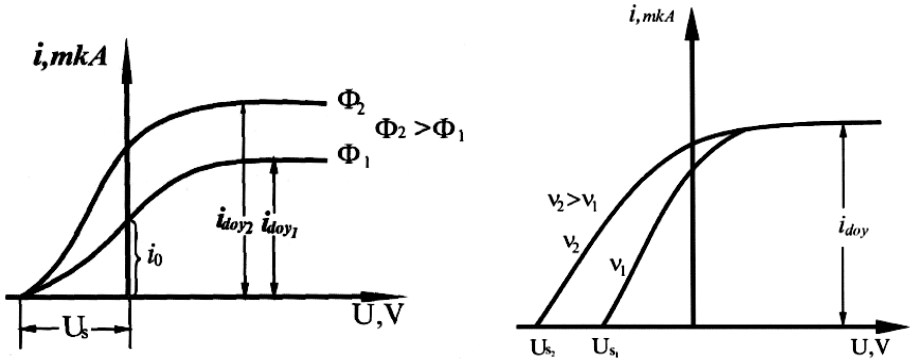
olub. Fotoeffekt hadisəsinin təcrübi tədqiqi üçün istifadə olunan qurğunun prinsipial sxemi şəkil 1-də verilmişdir.

Havası sorulmuş şüşə balonun içərisində iki elektrod (K – katod, A – anod) yerləşdirilmişdir. Anod və katod arasına verilən gərginlik R potensiometri vasitəsilə idarə olunur və voltmetr vasitəsilə ölçülür. Potensiometrin sürgüsünü hərəkət etdirməklə dövrəyə verilən gərginliyin həm qiymətini, həm də işarəsini dəyişmək mümkündür. K elektrodu kvars pəncərədən düşən ultrabənövşəyi şüalarla işıqlandırılır və onun təsiri ilə yaranan fotoelektronlar anoda çataraq cərəyan yaradırlar. Bu cərəyan mikroampermetrlə ölçülür.



Şəkil 1. Fotoeffekt hadisəsinin təcrübi sxemi

Şəkil 2a-da katod üzərinə düşən işıq selinin müxtəlif qiymətlərində (Φ_1 və Φ_2) xarici fotoeffektin volt-amper xarakteristikası, yəni anodda yaranan *i* cərəyanın elektrodlara verilən U gərginliyindən asılılıq qrafiki göstərilmişdir.



a) b)

Şəkil 2. Katod üzərinə düşən işıq selinin müxtəlif qiymətlərində (Φ_1 və Φ_2) xarici fotoeffektin volt-amper xarakteristikası.

Volt-amper xarakteristikalardan görünür ki:

- elektrodlar arasında gərginlik olmadıqda fotocərəyan sıfırdan fərqli olur. Bu o deməkdir ki, katoddan qopan fotoelektronlar kinetik enerjiyə malikdirlər;

- elektrodlar arasına verilən gərginlik artdıqca cərəyan əvvəl sürətlə artır, müəyyən gərginlikdə ən böyük qiymətinə çatır və gərginliyin sonrakı artımı zamanı daha dəyişmir. Cərəyanın ən böyük qiyməti **doyma cərəyanı** adlanır.

Doyma cərəyanının qiyməti işığın təsiri ilə katoddan vahid zamanda qopan elektronların n sayı ilə müəyyən olunur:

$$i_{\text{doy}} = e \cdot n \qquad (1)$$

e – elektronun yüküdür.

Şəkildən göründüyü kimi, doyma cərəyanının qiyməti katod üzərinə düşən işıq selindən asılıdır və işıq seli artdıqca o da artır.

- elektrodlara verilən gərginliyin polyarlığı dəyişdirildikdə, yəni cərəyan mənbəyindən anoda mənfi gərginlik verildikdə, gərginliyin müəyyən U_S qiymətində fotocərəyan sıfır olur. U_S gərginliyi ən böyük sürətli fotoelektronların da hərəkətini tormozlayaraq dayandırır. Bu zaman elektrik sahəsinin gördüyü iş $eU_S = \frac{m\upsilon_m^2}{2}$ olur. U_S-yə saxlayıcı gərginlik deyilir. Şəkildən göründüyü kimi, U_S katod üzərinə düşən işıq selindən asılı deyildir.

Şəkil 2b-də müxtəlif tezlikli (ν_1 və ν_2) işıqlar üçün xarici fotoeffektin volt-amper xarakteristikaları təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi, doyma cərəyanının qiyməti işığın tezliyindən asılı deyildir, amma saxlayıcı gərginlik tezlikdən asılıdır.

Alınan təcrübi nəticələri ümumiləşdirməklə xarici fotoeffektin aşağıdakı qanunları müəyyən edilmişdir:

1. Fotocərəyanın doyma qiyməti düşən işıq seli ilə düz mütənasib olub, işığın spektral tərkibindən, yəni tezlikdən asılı deyildir;

2. İşığın təsiri ilə katoddan qopan fotoelektronların maksimum kinetik enerjisi, yaxud saxlayıcı gərginliyin qiyməti, düşən işıq selindən asılı olmayıb, işığın tezliyinin artması ilə xətti artır;

3. Katodun hazırlandığı hər bir maddə üçün intensivliyindən asılı olmayaraq işığın tezliyinin elə bir ν_{min} qiyməti (yaxud dalğa uzunluğunun elə bir λ_{max} qiyməti) var ki, düşən işığın tezliyi bundan kiçik olduqda (dalğa uzunluğu λ_{max}-dan böyük olduqda), fotoeffekt müşahidə olunmur. ν_{min} (yaxud λ_{max}) fotoeffektin qırmızı sərhəddi adlanır.

Fotoeffekt praktik olaraq ətalətsizdir, yəni işıqlanmadan 10^{-9} s sonra fotocərəyən yaranır.

Fotoeffektin baş verməsini klassik fizika qanunları əsasında, yəni dalğa nəzəriyyəsi ilə keyfiyyətcə izah etmək mümkündür. İşıq maddə üzərinə düşdükdə onun elektromaqnit sahəsi metal daxilindəki elektronları məcrubi rəqsə gətirir. Rəqsin amplitudu elə böyüyə bilər ki, nəticədə elektron tarazlıq vəziyyətinə qayıtmayıb metalı tərk edər, yəni fotoeffekt baş verər. İşığın intensivliyi elektrik vektorunun kvadratı ilə mütənasib olduğundan, intensivliyin böyüməsi ilə qopan elektronların sayı da artır (I qanun).

Fotoeffektin II və III qanunu dalğa nəzəriyyəsi əsasında izah oluna bilmir.

Dalğa nəzəriyyəsinə əsasən metalın səthinə düşən işıq seli artdıqca fotoelektronların kinetik enerjisi də artmalıdır. Lakin bu hadisə müşahidə edilmir. Elektronların kinetik enerjisinin artması yalnız metal üzərinə düşən işığın tezliyi artdıqda baş verir.

Digər tərəfdən dalğa nəzəriyyəsindən alınır ki, əgər intensivlik kifayət qədər böyük olarsa, elektronları metaldan qoparmaq üçün lazım olan enerjini istənilən tezlikli şüalanma verə bilər, yəni fotoeffekt hadisəsini istənilən tezlikli şüalanma ilə yaratmaq olar. Dalğa nəzəriyyəsi fotoeffektin qırmızı sərhəddinin mövcud olmasını izah edə bilmir.

Fotoeffekt hadisəsi və onun qanunları **işığın kvant nəzəriyyəsi** əsasında izah olunur. fotoeffektin kvant nəzəriyyəsini 1905-ci ildə A.Eynşteyn vermişdir. Eynşteyn öz nəzəriyyəsini verərkən işıq kvantları haqqında M.Plank fərziyyəsindən istifadə etmişdir. Plank fərziyyəsinə

görə atomlar işığı fasilələrlə, enerjisi ε=hν olan porsiyalarla – **kvantlarla** şüalandırır. Burada h= $6{,}625\times10^{-34}$ C×san – Plank sabitidir.

Eynşteyn göstərdi ki, işığın nəinki şüalanması, fəzada yayılması və maddə tərəfindən udulması da porsiyalarla baş verir.

İşıq şüalanmasının porsiyaları – işıq kvantları korpuskulyar xassəyə malikdir, yəni özlərini elektromaqnit sahəsinin daşıyıcıları olan elementar zərrəciklər kimi aparır. Bu zərrəciklər **foton** adlanır.

Fotonun enerjisi və impulsu

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \\ p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

kimidir. Fotonun impulsa malik olması işığın təzyiqinin aşkar edilməsi ilə təcrübi olaraq təsdiq edilir. ν tezlikli monoxromatik işıqda fotonların hamısı eyni enerji, kütlə və impulsa malikdir.

İşıq haqqında kvant təsəvvürlərinə əsasən xarici fotoeffekt aşağıdakı kimi izah edilir:

Metalın üzərinə düşən monoxromatik işıq şüalanması, enerjiləri h olan fotonlardan ibarətdir. Metalın səth təbəqəsində yerləşən elektronlar bu fotonları udurlar. Əgər fotonların enerjisi çıxış işindən böyük və ya ona bərabər olarsa, onda elektronlar metaldan çıxır. Udulan fotonun enerjisinin bir hissəsi elektronların $A_ç$ çıxış işini, qalan hissəsi isə fotoelektronların kinetik enerjisini təşkil edir.

Eynşteyn enerjinin saxlanması qanununu metallarda fotoeffekt hadisəsinə tətbiq edərək

$$h\nu = A_ç + \frac{m\upsilon_m^2}{2} \qquad (3)$$

düsturunu təklif etmişdir. Bu düsturdan göründüyü kimi, fotoelektronların kinetik enerjisi, düşən işığın tezliyindən asılıdır (fotoeffektin 2-ci qanunu).

Kvantların enerjisi çıxış işindən kiçik olduqda, işıq selinin istənilən qiymətində elektronlar metaldan çıxmır. Fotoeffektin qırmızı sərhəddinin mövcud olması bununla izah olunur (fotoeffektin 3-cü qanunu).

(3) düsturunda $\frac{m\upsilon_m^2}{2} = 0$ qəbul etsək,

$$h\nu_{min} = A_ç \Rightarrow \nu_{min} = \frac{A_ç}{h}, \text{ yaxud } \lambda_{max} = \frac{hc}{A_ç} \qquad (4)$$

olur. (4) şərti ilə təyin olunan tezlik (yaxud dalğa uzunluğu) **fotoeffektin qırmızı sərhəddi** adlanır. «Qırmızı sərhəd» fotoeffekt yarada biləcək ən kiçik tezlik, yaxud ən böyük dalğa uzunluğudur.

İndi isə işığın kvant nəzəriyyəsinə əsasən fotoeffektin 1-ci qanununun necə izah edildiyini aydınlaşdıraq. Məlumdur ki, **işıq seli** vahid zamanda səthə düşən işıq enerjisinə deyilir.

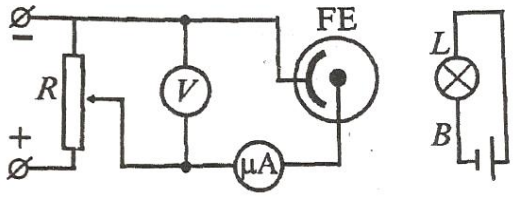
$$\Phi = \frac{W}{t}$$

Kvant nəzəriyyəsinə görə, işıq enerjisi fotonlar tərəfindən daşırın və $W = n_f \cdot h\nu$ olur. n_f – maddənin üzərinə vahid zamanda düşən fotonların sayıdır. Buradan alırıq ki, $\Phi \sim n_f$. Vahid zamanda maddədən qopan elektronların sayı, həmin müddətdə maddənin üzərinə düşən fotonların sayı ilə mütənasib olduğundan doyma cərəyanının qiyməti işıq seli ilə mütənasib olacaqdır (fotoeffektin 1-ci qununu).

Bu laboratoriya işinin aparılmasında məqsəd, xarici fotoeffektin əsas qanunauyğunluqlarını öyrənməkdir. Bunun üçün antimonseziumlu (Cs_3Sb) vakuum fotoelementindən istifadə edilir. Bu fotoelement, içərisində havası (10^{-6} – 10^{-7} mm.c.st təzyiqyinə qədər) sorulmuş adi sferik şüşə balondan ibarətdir. Balonun daxili səthinin yarısına nazik antimon təbəqəsi, bunun də üzərinə nazik sezium təbəqəsi çəkilmişdir. Əmələ gələn Cs_3Sb birləşməsi fotokatod rolunu oynayır. Bu fotokatoddan elektronların çıxış işi kiçikdir. Ona görə də fotoeffektin qırmızı sərhəddi spektrin görünən oblastında ($\lambda_{max} \approx 0{,}455$) yerləşir. Fotoelementin anodu kiçik metal kürəcik şəklində olub, balonun mərkəzində yerləşdirilmişdir.

İşin gedişi:

Fotoelementin tədqiqi üçün 3-cü şəkildə təsvir olunmuş sxem yığılır. İşıq mənbəyi kimi közərmə teli kiçik olan lampa götürülür. Közərmə telinin ölçüsü lampa ilə fotoelement arasındakı məsafəyə nəzərən çox kiçik olduqda közərmə telini nöqtəvi mənbə kimi götürmək olar.



Şəkil 3. Fotoelementin tədqiqi sxemi

1. Fotoelement ilə işıq mənbəyini optik massa üzərində bir-birindən müəyyən məsafədə elə yerləşdirməli ki, onların mərkəzləri bir düz xətt üzərində olsun;
2. İşıq mənbəyini elektrik şəbəkəsinə qoşmalı və işıq selinin fotoelementin üzərinə düşməsini təmin etməli;
3. Fotoelementin elektrodlarına yüksək gərginlik verməklə mikroamrpermetrin əqrəbinin təxminən bütün şkala boyunca meylinə nail olunmalı. Bunun üçün lampa ilə fotoelement arasındakı məsafəni dəyişmək, gərginliyi yüksəltmək lazımdır;
4. Bu halı əldə etdikdən sonra voltmetr və mikroampermetrin göstərişlərini, həmçinin fotoelementlə lampa arasındakı məsafəni qeyd etməli;
5. Sonra elektrodlar arasındakı gərginliyi müəyyən qayda ilə azaldaraq, hər bir gərginliyə uyğun fotocərəyanın qiyməti qeyd edilməlidir;
6. Ölçmənin nəticələrinə əsasən i=f(U) asılılığının qrafikini qurmalı və qrafikdən fotocərəyanın doyma qiymətini (i_{doy}) təyin etməli;
7. (1) düsturuna əsasən vahid zamanda katoddan çıxan elektronların sayını hesablamalı;
8. İşıq selinin qiymətini dəyişməklə 5 müxtəlif işıqlanma üçün 5-7 bəndlərindəki təlimatları təkrar etməli;
9. Fotocərəyanın doyma qiymətinin işıq selinin nisbi qiymətindən asılılıq qrafikini qurmalı.

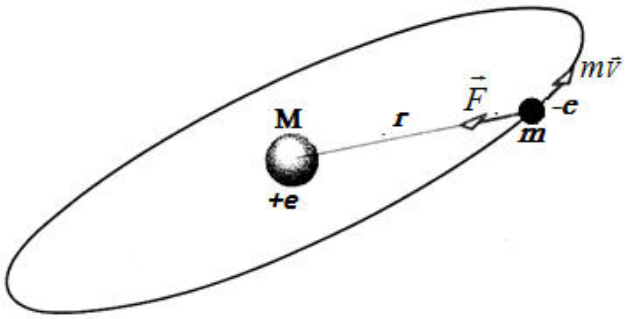
21 ATOM SPEKTRLƏRININ ÖYRƏNILMƏSI. RIDBERQ SABITININ TƏYINI

İşin məqsədi: *Hidrogen atomunun şüalanma spektrinin görünən hissəsini tədqiq etmək və Ribderq sabitinin qiymətini hesablamaq.*

Ləvazimat: *Hidrogenli qaz boşalması borusu, monoxromator, Rumkord sarğacı, qidalanma bloku.*

Atomun planetar modeli. Kimyəvi elementin ən kiçik hissəciyi **atom** adlanır. 1911-ci ildə Rezerford müəyyən etdi ki, istənilən kimyəvi elementin atomu mərkəzində müsbət nüvə yerləşən və ətrafında mənfi yüklü elektronlar fırlanan, bütövlükdə elektroneytral bir sistemdir. Elektronların nüvə ətrafında dövr etməsi planetlərin Günəş ətrafındakı hərəkətinə bənzədiyindən atomun bu modeli **planetar model** adlanır. Atomun bütün kütləsinin cəmləşdiyi nüvə onun həcminin kiçik bir hissəsini tutur. Atomun ölçüsü 10^{-10} m tərtibində olduğu halda nüvənin ölçüsü 10^{-14}-10^{-15} m tərtibindədir. Atomdakı elektronlar nüvənin ətrafında **elektron örtüyü** əmələ gətirirlər. Ən sadə atom hidrogen atomudur.

Hidrogen, yaxud hidrogenəbənzər atomlara baxaq. Hidrogenəbənzər atomlarda (məsələn, Li, Na və s.) nüvənin yükü +Ze-dir. Z – kimyəvi elementin Mendeleyev cədvəlindəki sıra nömrəsidir. Nüvənin ətrafında isə (-e) yükü ilə elektron fırlanır (şəkil 1).



Şəkil1.

Nyutonun ikinci qanununa görə:

$$m \cdot \frac{\upsilon^2}{r} = F_k \Rightarrow \frac{m\upsilon^2}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r^2} \Rightarrow \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = m\upsilon^2 \qquad (1)$$

m - elektronun kütləsi, r - orbitin radiusudur.

(1) düsturundan elektronun kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r} \tag{3}$$

olar.

Elektron nüvənin yaratdığı elektrik sahəsində yerləşdiyindən o həm də potensial enerjiyə malikdir.

$$E_p = (-e)\cdot\varphi = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \tag{4}$$

φ - elektronun yerləşdiyi nöqtədə nüvənin yaratdığı elektrik sahəsinin potensialıdır.

Onda elektronun malik olduğu **tam enerji:**

$$E = E_p + E_k = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} + \frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r} = -\frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r} \tag{5}$$

Planetar modelin bir sıra çatışmayan cəhətləri vardır:

1. **Planetar model atomun dayanaqlı sistem olmasını izah edə bilmir.** Bu modelə görə elektron nüvə ətrafında böyük təcillə hərəkət edir. Maksvel elektrodinamikasına görə təcillə hərəkət edən yüklü zərrəcik elektromaqnit dalğaları şüalandırmalıdır. Beləliklə, elektronun enerjisi azalmalıdır. (5) ifadəsinə görə, E-nin azalması, mənfi işarəni nəzərə alsaq radiusun kiçilməsinə uyğundur. Nəticədə, şüa buraxan elektron spiralvari hərəkət edərək nüvənin üzərinə düşməli və atom məhv olmalıdır. Həqiqətdə isə atom dayanaqlı sistemdir.

2. (1) düsturundan görünür ki, orbitin radiusunun kiçilməsi ilə elektronun hərəkət sürəti artır, yəni fırlanma periodu azalır. Bu isə şüalanan elektromaqnit dalğalarının tezliyinin fasiləsiz artımına gətirib çıxarmalıdır, yəni atomun şüalanma spektri **bütöv** olmalıdır. Amma həqiqətdə atomlar **xətti spektrə** malikdirlər. Yaranmış vəziyyətdən çıxış üçün N.Bor 1913-cü ildə öz postulatlarını verdi.

I postulat. Buna stasionar hallar postulatı da deyilir.

Atomlar uzun müddət enerjiləri E_1, E_2,…,E_n olan stasionar (dayanaqlı) hallarda ola bilirlər. Xarici təsir olmadıqda atomların stasionar halı dəyişmir. Stasionar halda olan atom elektromaqnit dalğaları şüalandırmır və udmur.

Atomun stasionar halına elektronların stasionar orbiti uyğundur. Elektronlar bu orbitlər üzrə təcillə hərəkət etməsinə baxmayaraq enerji şüalandırmır.

II postulat. Bu postulat orbitlərin kvantlanma qaydası adlanır.

Stasionar halda elektron yalnız elə orbit üzrə hərəkət edə bilər ki, onun impuls momenti $\frac{h}{2\pi}$-nin, yaxud $\hbar$-nin tam misillərinə bərabər olsun:

$$L = m\upsilon_n \cdot r_n = n\cdot\frac{h}{2\pi} = n\cdot\hbar \ \ (n = 1,2,3\ \ldots) \tag{6}$$

Burada, r_n - n-ci stasionar orbitin radiusu, υ_n - həmin orbitdə elektronun sürəti, h - Plank sabitidir. n - isə **baş kvant** ədədi adlanır və tam qiymətlər alır. $h = 6{,}63\cdot10^{-34}\,C\cdot san$,

$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}05 \cdot 10^{-34}\, C \cdot san$ -dir. (6) şərtini ödəməyən bütün orbitlər «**qadağan olunmuş**» orbitlər adlanır.

III postulat. Bu postulat Borun tezlik qaydası adlanır.

Atom bir stasionar haldan digərinə keçdikdə bir kvant enerji şüalandırır və ya udur. Şüalanan və ya udulan kvantın enerjisi stasionar halların enerjiləri fərqinə bərabərdir:

$$h\nu = E_m - E_n \tag{7}$$

Atom böyük enerjili stasionar orbitdən kiçik enerjili orbitə keçdikdə **şüalanma,** tərsinə keçdikdə isə **şüaudma** baş verir.

Hidrogenəbənzər atomlarda stasionar orbitlərin radiusu və enerjisini hesablayaq. (6) bərabərliyindən

$$\upsilon_n = \frac{h}{2\pi m r_n} \cdot n \Rightarrow \upsilon_n^2 = \frac{h^2 n^2}{4\pi^2 m^2 r_n^2}$$

Sonuncu ifadəni (1) bərabərliyində nəzərə alsaq:

$$r_n = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2 Z} \cdot n^2 \tag{8}$$

Bunu (5) bərabərliyində yerinə yazsaq

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 \cdot m}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \tag{9}$$

düsturunu alarıq.

(8) və (9) düsturlarından göründüyü kimi, istər stasionar orbitin radiusu, istərsə də stasionar halda elektronun enerjisi n - baş kvant ədədindən asılı olaraq diskret qiymətlər alır.

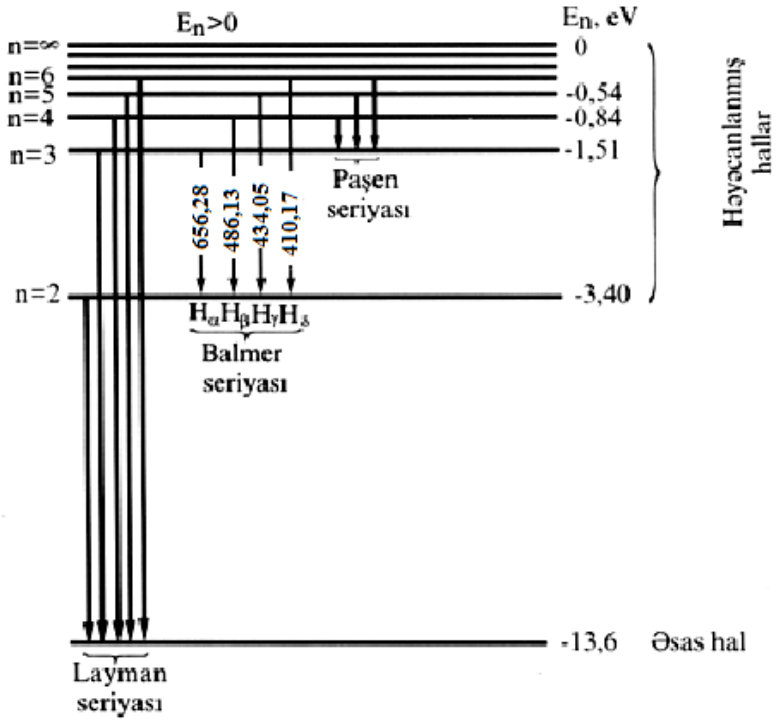
Hidrogen atomunda elektronun $n = 1$ qiymətinə uyğun orbitin radiusu **birinci bor orbitinin radiusu** adlanır:

$$r_1 = a = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = 0{,}528 \cdot 10^{-10} \text{ m} \tag{10}$$

Bu orbitdə elektronun enerjisi

$$E_1 = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} = -13{,}6 \text{ (eV)} \tag{11}$$

kimidir. Atomun $n = 1$ qiymətinə uyğun energetik halı **əsas halı**, ona uyğun enerji səviyyəsi isə **əsas enerji səviyyəsi** adlanır. $n > 1$ qiymətlərinə uyğun bütün səviyyələr **həyəcanlaşmış səviyyələr** adlanır (şəkil 2). Hidrogen atomunun enerjisi, n-nin artması ilə artır (onun mənfi qiyməti azalır) və $n = \infty$ olduqda enerji səviyyələri sərhəddə yaxınlaşır. Beləliklə, $n = 1$ qiymətində hidrogen atomu minimal $E_1 = -13{,}6$ eV enerjiyə, $n = \infty$ qiymətində isə maksimum enerjiyə ($E_\infty = 0$) malik olur. $E_\infty = 0$ qiyməti atomun **ionlaşmasına**, yəni elektronun ondan qopmasına uyğundur.



Şəkil 2.

Əsas haldakı elektronu atomdan qoparmaq üçün lazım olan enerjiyə **ionlaşma enerjisi** deyilir. Verilmiş halın **əlaqə enerjisi**, verilmiş həyəcanlaşmış haldakı elektronu atomdan qoparmaq üçün lazım olan enerjiyə deyilir.

(9) ifadəsini (7) tənliyində nəzərə almaqla hidrogen atomu üçün şüalanmanın tezliyini hesablamaq olar:

$$\nu = \frac{me^4}{8h^3\varepsilon_0^2}\cdot\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}\right) \tag{13}$$

Burada,

$$R = \frac{me^4}{8h^3\varepsilon_0^2} = 3{,}3\cdot 10^{15}\ \text{Hs} \tag{13a}$$

kəmiyyəti **Ridberq sabiti** adlanır. Onda (13) düsturu

$$\nu = R\cdot\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}\right) \tag{14}$$

şəklini alır. $\nu = \frac{c}{\lambda}$ olduğundan, (14) ifadəsini

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{c}\cdot\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}\right) = R'\cdot\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}\right) \tag{15}$$

şəklində yazmaq olar. Burada, λ - dalğa uzunluğu, n və m - baş kvant ədədləridir. $m = (n+1),(n+2),\ldots$ qiymətlərini, yəni n -dən sonrakı tam qiymətləri alır. $R' = \frac{R}{c} = 1{,}1\cdot 10^7\ \text{m}^{-1}$

sabit kəmiyyətinə də Ridberq sabiti deyilir. (14) və (15) düsturları **seriyalar düsturu** adlanır. n **- i eyni olan xətlər qrupuna seriya** deyilir.

(14) və (15) düsturlarının fiziki mənası odur ki, hidrogen atomunun şüalanmasının bütün dalğa uzunluqları (yaxud tezlikləri) müəyyən qrupda – **seriyada** toplanır. Bu seriyalardan hər biri **n-in müəyyən qiymətinə** və **m-in müxtəlif** $m > n$ qiymətlərinə uyğundur. Baxılan seriyaya daxil olan dalğa uzunluqları yuxarı enerji səviyyələrindən aşağı səviyyələrin hər hansı birinə keçid zamanı şüalanır.

Hidrogen atomunun spektrində bir neçə seriya vardır:

$n = 1$, $m = 2,3,4,...$ xətlər qrupu **Layman seriyası** adlanır. Bu seriya spektrin ultrabənöyşəyi hissəsində yerləşir.

$$\frac{1}{\lambda_L} = R' \cdot \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right) \tag{16}$$

$n = 2$, $m = 3,4,5,6,...$ xətlər qrupu **Balmer seriyası** adlanır. Bu seriya spektrin görünən hissəsində yerləşir.

$$\frac{1}{\lambda_B} = R' \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) \tag{17}$$

$n = 3$, $m = 4,5,6,...$ xətlər qrupu **Paşen seriyası** adlanır. Bu seriya spektrin infraqırmızı hissəsində yerləşir.

$$\frac{1}{\lambda_P} = R' \cdot \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right) \tag{18}$$

$n = 4$, $m = 5,6,7,...$ xətlər qrupu **Breket seriyası** adlanır. Bu seriya spektrin infraqırmızı hissəsində yerləşir.

$$\frac{1}{\lambda_{Br}} = R' \cdot \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right) \tag{19}$$

$n = 5$, $m = 6,7,...$ xətlər qrupu **Pfund seriyası** adlanır. Bu seriya spektrin infraqırmızı hissəsində yerləşir.

$$\frac{1}{\lambda_{Pf}} = R' \cdot \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right) \tag{20}$$

Bor nəzəriyyəsi hidrogen və hidrogenəbənzər atomların spektrlərindəki qanunauyğunluqları müvəffəqiyyətlə izah etməsinə baxmayaraq bir sıra çatışmazlıqlara malikdir.

Hər şeydən əvvəl bu nəzəriyyədə **daxili bir ziddiyyət** vardır. Bir tərəfdən bu nəzəriyyə klassik fizika qanunlarına əsaslanır, digər tərəfdən isə kvant postulatlarından istifadə edir. Bor nəzəriyyəsi hidrogenəbənzər atomların spektrində xətlərin tezliyini hesablamağa imkan versə də onların **intensivliklərini** hesablaya bilmədi. Bu nəzəriyyə bu və digər keçidin niyə baş verdiyini aydınlaşdıra, həmçinin, helium, yaxud digər mürəkkəb atomların spektrini izah edə bilmədi.

Bor nəzəriyyəsi atomu elektronların **dalğa xassələrini nəzərə almadan klassik fizika nöqteyi-nəzərdən** təsvir edirdi.

Dalğa xassələrinə malik mikrozərrəciklərin hərəkətini təsvir edən tənlik **Şredingerin dalğa tənliyidir.** Əsas halda olan hidrogen atomu üçün bu tənlik

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E_1 + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\cdot\psi = 0 \qquad (21)$$

şəklindədir. Burada, ψ - **dalğa funksiyası**, yaxud «**psi funksiya**» adlanır.

Dalğa funksiyası mikrozərrəciyin (elektronun) halını xarakterizə edir. ψ - funksiyası **birqiymətli, sonlu** və **kəsilməzdir.**

(21) tənliyi sferik koordinatlarda (sferik simmetriya halı üçün)

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\psi}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E_1 + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\cdot\psi = 0 \qquad (22)$$

şəklində olur. E_1 - hidrogen atomunda əsas halın enerjisi, $\left(-\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)$ - elektronun potensial enerjisi, r - nüvə ilə elektron arasındakı məsafə, m - elektronun kütləsidir.

Şredinger tənliyi qeyri-relyativist kvant mexanikasının əsas tənliyidir.

$|\psi|^2$ **kəmiyyəti**, yəni dalğa funksiyasının modulunun kvadratı, mikrozərrəciyin ΔV həcmində olma ehtimalı ilə mütənasibdir. Şredinger tənliyi ancaq elektronun fəzanın müəyyən oblastında olma ehtimalını verir.

Hidrogen atomu üçün Şredinger tənliyinin həllindən alınan nəticələrə baxaq:

1. (22) tənliyi ancaq enerjinin

$$E_n = -\frac{Z^2 me^4}{8h^2\varepsilon_0^2}\cdot\frac{1}{n^2} \text{ (n=1,2,3…)} \qquad (23)$$

düsturu ilə təyin olunan **diskret**, məxsusi qiymətlərində həllə malikdir. Bu ifadə Bor nəzəriyyəsindən aldığımız (9) düsturu ilə üst-üstə düşür. Amma kvant mexanikasında bu ifadə heç bir əlavə şərt qoyulmadan, (22) tənliyinin həllindən alınır.

2. Atomda elektronun hər bir kvant halı dörd kvant ədədi ilə xarakterizə olunur: n - **baş kvant ədədi**, ℓ - **orbital kvant ədədi**, m_e - **maqnit kvant ədədi**, m_S - **spin kvant ədədi**.

3. Şredinger tənliyinin həllindən alınır ki, atomda elektronun **orbital impuls momenti də** diskret qiymətlər alır, yəni kvantlanır.

$$L_e = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} \qquad (24)$$

Burada, ℓ - orbital kvant ədədidir. $\ell = 0,1,2,...(n-1)$ qiymətlərini alır.

4. Şredinger tənliyinin həllindən alınır ki, elektronun impuls momenti L_ℓ fəzada ancaq müəyyən istiqamətlərdə yönəlir. L_ℓ-nin xarici sahə boyunca proyeksiyaları da kvantlanır:

$$L_{\ell z} = \hbar m_\ell \qquad (25)$$

Burada, m_ℓ - maqnit kvant ədədidir. $m_\ell = 0,\pm1,\pm2,...\pm\ell$ qiymətlərini alır.

Atomda elektronların halları **Pauli prinsipi** ilə müəyyən olunur. Pauli prinsipində deyilir: **atomda bütün kvant ədədləri eyni olan birdən artıq elektron ola bilməz.**

Kvant nəzəriyyəsi atomda orbitlərin varlığını inkar edir.

Bu laboratoriya işində hidrogen atomunun şüalanma spektrinin görünən hissəsində yerləşən Balmer seriyasının

$$\frac{1}{\lambda_B} = R' \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

ilk dörd parlaq xətti tədqiq olunur. Bu xətlər aşağıdakılardır:

Qırmızı H_α xətti (m=3):

$$\frac{1}{\lambda_{3,2}} = R' \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \Rightarrow \frac{1}{\lambda_{3,2}} = R' \cdot \frac{5}{36} \Rightarrow R' = \frac{36}{5\lambda_{3,2}} \tag{26}$$

Göy H_β xətti (m=4):

$$\frac{1}{\lambda_{4,2}} = R' \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2} \right) \Rightarrow \frac{1}{\lambda_{4,2}} = R' \cdot \frac{3}{16} \Rightarrow R' = \frac{16}{3\lambda_{4,2}} \tag{27}$$

Bənövşəyi H_γ xətti (m=5):

$$\frac{1}{\lambda_{5,2}} = R' \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{5^2} \right) \Rightarrow \frac{1}{\lambda_{5,2}} = R' \cdot \frac{21}{100} \Rightarrow R' = \frac{100}{21\lambda_{5,2}} \tag{28}$$

Bənövşəyi H_δ xətti (m=6):

$$\frac{1}{\lambda_{6,2}} = R' \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{6^2} \right) \Rightarrow \frac{1}{\lambda_{6,2}} = R' \cdot \frac{2}{9} \Rightarrow R' = \frac{9}{2\lambda_{6,2}} \tag{29}$$

Son dörd düsturdan göründüyü kimi, Ridberq sabitini hesablamaq üçün müvafiq spektral xəttin dalğa uzunluğunu təyin etmək kifayətdir. Dalğa uzunluğunu təyin etmək üçün isə difraksiya qəfəsindən və ya monoxromatordan istifadə etmək olar.

İşin gedişi və ölçmələr:

1. Hidrogen doldurulmuş qaz boşalma borusunu ştativə, onu isə relsin üzərinə bərkidin. Borunun sıxaclarını Rumkord sarğacına birləşdirin və dövrəni qapayın (bu zaman boruda işıqlanma alınmalıdır).

2. Borunu hərəkət etdirərək monoxromatorun yarığının eyni dərəcədə işıqlanmasına nail olmalı.

3. Monoxromatorun barabanında Balmer seriyasının H_α, H_β, H_γ və H_δ xətlərinə uyğun bölgüləri qeyd etməli. Dərəcələnmiş qrafikə əsasən, λ_α, λ_β, λ_γ və λ_δ-ni təyin etməli.

4. (26) - (29) düsturlarından istifadə etməklə Balmer seriyasının dörd xətti üçün Ridberq sabitinin dörd qiymətini hesablamalı və onun orta qiymətini tapmalı.

5. Ridberq sabitinin qiymətindən istifadə edərək (13a) düsturuna əsasən elektronun kütləsini hesablamalı.

6. (10) düsturuna əsasən birinci Bor orbitinin radiusunu hesablamalı.

22 YARIMKEÇIRICILƏR. YARIMKEÇIRICI DIODUN VOLT-AMPER XARAKTERISTIKASININ TƏDQIQI

İşin məqsədi: *p-n keçidin yaranma mexanizmi ilə tanış olmaq və onun volt-amper xarakteristikasının tədqiq etmək.*

Ləvazimat: *yarımkeçirici diod, milliampermetr, voltmetr, cərəyan mənbəyi, ikiqütblü çevirici açar, reostatlar*

Elektrikik xassələrinə görə bərk maddələr üç qrupa: metallara, yarımkeçiricilərə və dielektriklərə ayrılır.

Metalların xüsusi müqaviməti $\rho = 10^{-6}$-10^{-8} Om·m tərtibindədir. Onlar yaxşı keçiriciliyə malikdirlər. Bu onlarda sərbəst elektronların konsentrasiyasının böyük olması ilə əlaqədardır.

Dielektriklərdə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası çox kiçikdir və onların xüsusi müqaviməti $\rho=10^{8}$ - 10^{13} Om·m tərtibindədir.

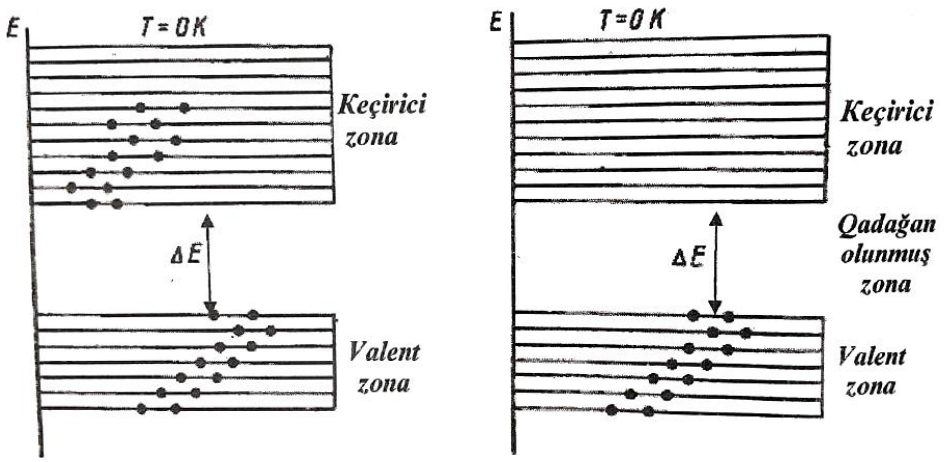
Metallarda dielektriklər arasında xüsusi müqaviməti $\rho=10^{-5}$-10^{8} Om·m olan və aralıq xassələrə malik maddələr yerləşir. Bu maddələr yarımkeçirici adlanır. Bor (B0, karbon (C), silisium (Si), fosfor (P), kükürd (S), germanium (Ge), arsenium (As), selen (Se0, qalya (Sn), sürmə (Sb0, tellur (Te), yod (I) yarımkeçiricidirlər. Yarımkeçiricilərdə də metallardakı kimi cərəyan keçdikdə heç bir kimyəvi dəyişiklik baş vermir.

Yarımkeçiricilərin xarakterik xüsusiyyətlərindən biri onların elektrikik xassələrinin bir sıra fiziki amillərdən – 1) temperaturdan 2) elektrik sahəsindən, 3) işıqlanmadan, 4) aşqarlardan asılı olmasıdır. Klassik elektrikon nəzəriyyəsi yarımkeçiricilərin xassələrini tam izah edə bilmir. Yarımkeçiricilərin xassələri bərk cisimlərin zona quruluşu nəzəriyyəsi əsasında izah olunur

Xəyalən izolə edilmiş atomlardan kristalın əmələ gəlməsi prosesinə baxaq. Bilirik ki, izolə edilmiş hər bir atomda elektronun ola biləcəyi müəyyən ener jiyə malik diskret səviyyələr vardır. Kristalın əmələ gglməsi üçün atomlar arasındakı məsafəni bir atomun ölçüsü tərtibinə qədər kiçiltmək lazımdır. Bu zaman atomlar arasındakı qarşılıqlı təsir hesabına hər bir atomda təkrarlanan uyğun səviyyələr bir-birinə nəzərən qismən sürüşür və nəticədə atomdakı hər bir səviyyəyə uyğun kristalda N səviyyədən ibarət zonalar yaranır. Hər bir zonadkı qonşu ener ji səviyyələri arasında məsafə 10^{-22} eV tərtibindədir. Zonalardakı hər bir səviyyədə spinləri bir-birinin əksinə yönəltmək şərtilə iki elektron ola bilər. İcazəli zonalar arasında **qadağan olunmuş zonalar** yerləşir. Elektronlar qadağan olunmuş zonada ola bilməzlər. İcazəli və qadağan olunmuş zonaların eni kristalın ölçüsündən asılı deyildir.

Zonaların dolması ən aşağı zonadan başlayır. Elektronlarla tam dolmuş ən yuxarı icazəli zona **valent zona** (v.z.) adlanır. Bundan sonra gələn ya tamamilə boş, ya da elektronlarla qismən dolmuş icazəli zona isə keçiricilik zonası (k.z.) adlanır (şəkil 1).

Zonaların elektronlarla dolmasının xarakterinə görə bütün cisimləri iki böyük qrupa ayırmaq olar. Birinci qrupa axırıncı tam dolmuş zonanın üzərində qismən dolmuş icazəli zona olan maddələr aiddir (şəkil 1a).



a) b)

Şəkil 1.

Bu tip maddələrə metalları misal göstərmək olar. Metalların keçiricilik zonası elektronlarla qismən dolub və orada çoxlu boş səviyyələr vardır. Səviyyələr arasında məsafə 10^{-22} eV olduğundan bu maddələrdə elektronlar kifayət qədər kiçik əlavə enerji almaqla daha yüksək səviyyələrlə keçərək keçiricilikdə iştirak edə bilirlər. Beləliklə, elektronlarla qismən dolmuş zonaya malik bərk cisimlər həmişə yaxşı elektrikik keçiriciləri olurlar.

İiknci qrupa axırıncı doymuş zonanın üzərində tam boş icazəli zona olan maddələr aiddir (şəkil 1b). bu maddələrdə valent zonada boş yerlər, keçirici zonada isə hərəkət edə biləcək elektronlar olmadığından yükdaşıyıcıların sərbəst hərəkətini yaratmaq mümkün olmur. Ona görə də bu maddələr elektriki keçirmirlər. Qadağan olunmuş zonanın eninə görə ikinci qurpa daxil olanm maddələri dielektriklərə və yarımkeçiricilərə ayırırlar. Dielektriklərə nisbətən enli (bir neçə eV) qadağan olunmuş zonaya malik maddələr aiddir. Tipik dielektriklərdə $\Delta E>3$ eV olur. Məsələn, almazda $\Delta E=5,2$ eV, NaCl-da CE=6 eV-dir. Yarımkeçiricilərdə qadağan olunmuş zonanın eni nisbətən kiçik olur. Tipik yarımkeçiricilər üçün $\Delta E\leq 1$ eV olur. Germaniumda $\Delta E=0,72$ eV, silisiumda $\Delta E=1,08$ eV-dir.

Deməli, yarımkeçiricilər və dielektriklər üçün mütləq sıfırda (T=0) valent zonanın tam dolu, keçirici zonanın isə tam boş olması xarakterikdir. Zona nəzəriyyəsi baxımından yarımkeçiricilərlə dielektriklər arasındakı fərq qadağan olunmuş zonanın eninin qiymətindədir.

Yarımkeçiricilərdə qadağan olunmuş zonanın eni ΔE nisbətən kiçik olduğundan $T>0$ K temperaturlarda elektronlar istilik ener jisi hesabına valent zonadan keçirici zonaya keçə bilərlər.

Bu zaman keçirici zonada elektron, valent zonada isə boş (vakant) yer alınır. Bu boş yer digər elektronlar tərəfindən tutula bilər. Xarici elektrik sahəsində boş yerlər elektronların hərəkətinin əksinə, yəni sahə istiqamətində hərəkət edirlər. Bu boş yerlər **deşik** adlanır. Yarımkeçiricinin valent zonasındakı deşiklərin hərəkəti hesabına yaranmış keçiricilik deşik keçiriciliyi, yaxud **p-tip keçiricilik** adlanır. Keçirici zonadakı elektronların yaratdığı keçiriciliyə isə elektron keçiriciliyi, yaxud **n-tip keçiricilik** deyilir.

Yarımkeçiricilərin metallardan fərqi ondan ibarətdir ki, metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyası sabitdir və temperatur artdıqca metalların müqaviməti artır. Yarımkeçiricilərdə isə temperaturun artması ilə keçirici zonada elektronların konsentrasiyası artır, yarımkeçiricinin elektrikik müqaviməti isə azalır.

Yarımkeçiriciləri metallardan fərqləndirən digər xüsusiyyət yarımkeçiricilərdə yükdaşıyıcıların ikili təbiətə malik olmasıdır. Metallarda keçiriciliyi ancaq elektronlar yaradır. Yarımkeçiricilərdə isə keçiriciliyi həm elektronlar, həm də valent zonadakı deşiklər yaradır.

Yarımkeçiricilərin məxsusi keçiriciliyi. Keçirici zonadakı elektronların sayı, valent zonadakı deşiklərin sayına bərabər olan (n=p) yarımkeçiriciyə məxsusi yarımkeçirici deyilir. Yarımkeçiricinin məxsusi keçiriciliyi iki növ yükdaşıyıcılar hesabına yaranır: keçirici zonadakı elektronlar və valent zonadakı deşiklər. Keçirici zonaya keçən hər elektron valent zonada bir deşik uyğun gəlir. Ona görə də məxsusi yarımkeçiricidə elektronların n konsentransiyası, deşiklərin p konsentrasiyasına bərabərdir və temperatur artdıqca eksponensial qanunla sürətlə artır:

$$n = p = C \cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \qquad (1)$$

burada, C – temperaturdan və yükdaşıyıcıların effektiv kütləsindən asılı olan sabitdir. ΔE – qadağan olunmuş zonanın eni, T – termodinamik temperatur, k – bolsman sabitidir.

Məxsusi yarımkeçiricilərdə temperaturun artması ilə xüsusi elektrikkeçiriciliyi

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \qquad (1a)$$

qanunu ilə artır, xüsusi müqaviməti isə

$$\rho = \rho_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \qquad (2)$$

qanun ilə kəskin azalır.

Yarımkeçiricilərin aşqar keçiriciliyi. Təmiz yarımkeçiriciyə cüzi miqdarda aşqar (kənar maddə) qatıldıqda onun keçiriciliyi kəskin artır. Buna səbəb, yarımkeçiricidə məxsusi keçiriciliklə yanaşı, aşqar keçiriciliyin də yaranmasıdır. Aşqarın konsentrasiyasını dəyişməklə, bu və ya digər işarəli yükdaşıyıcıların sayını külli miqdarda dəyişmək olar. Yarımkeçiriciyə qatılan aşqardan asılı olaraq **elektron** (n), yaxud **deşik** (p) keçiriciliyi üstünlük təşkil edir.

Qatılan aşqar atomunun valent elektronlarının sayı yarımkeçiriciinin valent elektronlarının sayından çox olarsa, o donor aşqar adlanır. Donor aşqarlı yarımkeçirici n-tip yarımkeçiricidir. Bu yarımkeçiricidə əsas yükdaşıyıcılar elektronlar, qeyri-əsas yükdaşıyıcılar deşiklərdir.

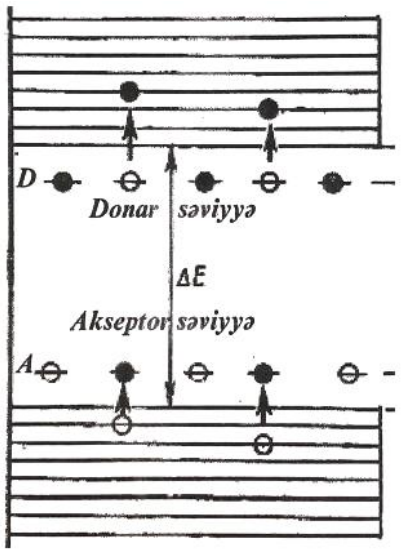
Qatılan aşqar atomunun valent elektronlarının sayı yarımkeçiricinin valent elektronlarının sayından az olarsa, bu aşqar akseptor aşqar adlanır. Akseptor aşqarlı yarımkeçirici p-tip yarımkeçiricidir. Bu yarımkeçiricidə əsas yükdaşıyıcılar deşiklər, qeyri-əsas yükdaşıyıcılar isə

elektronlardır. Məsələn, germanium üçün donor aşqar beşinci qrup elementlərinin (S, Sb, P və s.), akseptor aşqar isə üçüncü qrup elementlərinin (Al, In, Ga və s.) atomlardır.

Qeyd etdik ki, yarımkeçirici kristala cüzi miqdarda aşqar daxil etməklə onun keçiriciliyini milyonlarla dəfə artırmaq (xüsusi müqavimətini bir o qədər dəfə azaltmaq) mümkündür. $1m^2$ germaniumda təqribən 10^{28} atom var. Otaq temperaturunda təmiz germaniumdakı sərbəst eldektronların konsentrasiyası $n=10^{17}$ m^{-3} təşkil edir. Deməli, hər yüz milyard atoma bir sərbəst elektron düşür. Fərz edək ki, germanium atomlarının cəmi 1%-i beşvalentli arsenium atomu ilə əvəz olunmuşdur. Onda 1 m^3 həcmdəki aşqar atomlarının sayı 10^{26} olar. Nəzərə alsaq ki, hər bir arsenium atomu bir valent elektronunu sərbətləşdirir, bu cür elektronların kristalda konsentrasiyası $N_A = 10^{26}\,m^{-3}$ olar. Bu rəqəm təmiz germanium kristalındakı elektron konsentrasiyasından (yəni 10^{17} m^{-3}-dən) 10^9 dəfə çoxdur. Təbii ki, həmin yarımkeçiricinin xüsusi müqaviməti də bir o qədər dəfə azalır.

Aşqar keçiriciliyin yaranması prosesini zona nəzəriyyəsi baxımından izləyək. Tutaq ki, germanium kristalına V qrup elementi olan arseniumu aşqar kimi daxil edək. Arseniumda valent elektronlarının sayı germaniumdakından çoxdur, yəni arseniumda elektronların nüvə ilə bağlılığı germaniuma nisbətən zəifdir. Bu aşqarlar germanium kristalının sahəsini təhrif edəcək və nəticədə qadağan olunmuş zona daxilində arseniumun valent elektronlarının D aşqar səviyyəsi yaranacaqdır. Bu səviyyə qadağan olunmuş zonanın daxilində, keçirici zonanın dibindən $\Delta E_D = 0{,}015\,eV$ məsafədə yerləşir (şəkil 2).

$\Delta E_D << \Delta E$ olduğundan kiçik temperaturlarda belə istilik hərəkətinin enerjisi elektronların D aşqar səviyyəsindən keçirici zonaya (k.z.-yə) keçidinə səbəb ola bilir. Bu zaman yaranan müsbət yüklər (deşiklər) hərəkətsiz arsenium atomlarında lokallaşır və keçiricilikdə iştirak etmirlər. Keçiricilik ancaq donor səviyyələrdən k.z.-yə keçən elektronlar hesabına yaranır. Temperaturun sonrakı artımı zamanı zona-zona keçidi baş verdikdə keçirici zonada elektronların meydana gəlməsi ilə yanaşı valent zonada (v.z.-də) da deşiklər yaranır. Bu tip yarımkeçiricidə elektronlar əsas, deşiklər isə qeyri-əsas yükdaşıyıcılar olur.



Şəkil 2.

Germanium kristalın üç valent elektronu olan element, məsələn, indium aşqarı daxil edildikdə valent zonanın daxilində aşqar A səviyyəsi yaranır. Bu səviyyə v.z.-nin tavanından $\Delta E_D = 0{,}08\,eV$ məsafədə yerləşir (şəkil 2-yə bax). Bu aşqar səviyyəsi valent zonaya yaxın olduğundan nisbətən aşağ temperaturlarda elektronlar istilik enerjisi hesabına v.z.-dən aşqar səviyyəsinə keçərək indium atomları ilə birləşir və germanium qəfəsi üzrə yerdəyişmə

qabiliyyətini itirərək keçiricilikdə iştirak etmirlər. Bu halda aşqar səviyyələr elektron qəbul etdiyindən onlar akseptor səviyyələr adlanır.

Elektronların akseptor səviyyələrinə keçidi müqabilində v.z.-də meydana çıxan deşiklər keçiricilikdə iştirak edərək yarımkeçiriciinin deşik keçiriciliyini yaradırlar. Temperaturun sonrakı artımı zamanı zona-zona keçidi baş verdikdə yaranan elektronlar da keçiricilikdə iştirak edəcəklər. Belə yarımkeçiricilərdə deşiklərin syaı elektronların sayından çox olur. Ona görə də onlar p-tip yarımkeçiricilər adlanır. Aşqarlı yarımkeçiricilərdə ΔE_D və ΔE_A enerjiləri aşqar səviyyələrin **aktivləşmə enerjiləri** adlanır.

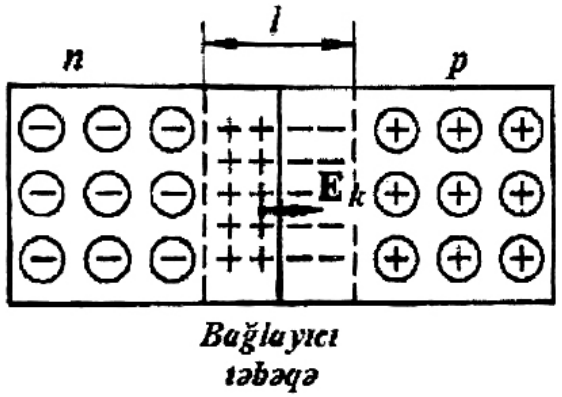
Müqaviməti, ona tətbiq olunan gərginliyin qiymət və istiqamətindən asılı olan qurğuya düzləndirici deyilir. Düzləndiricidən dəyişən cərəyan sabit cərəyana çevirmək üçün istifadə olunur. Ən geniş yayılmış düzləndiricilər germanium, silisium, selen və mis1-oksidli düzləndiricilərdir. Selen və mis1-oksidli düzləndiricidər **yarımkeçirici ventillər** adlanır. Bunlarda düzləndirmə yarımkeçirici-elektrod sərhəddində baş verir.

Germanium və silisium düzləndiricilərində isə ventillərdən fərqli olaraq düzləndirmə iki müxtəlif keçiriciliyə malik yarımkeçiricinin toxunma sərhəddində baş verir.

İki müxtəlif növ keçiriciliyə malik yarımkeçirici kristalların səthlərinin toxunma sərhəddində yaranan birtərəfli keçidə **p-n keçid** deyilir.

p-n keçidini təmin etmək üçün deşik keçiriciliyə malik kristalda elektron keçirici hissə (yaxud əksinə, elektron keçiriciliyinə malik kristalda deşik keçiricilik hissəsi) yartamaq lazımdır. Bu cür hissə ya kristalın yetişdirilmə prosesində ora aşqar daxil edilməklə, yaxud aşqar atomları kristala yeridilməklə yaradılır.

p-n keçidinin yaranma mexanizmini öyrənmək üçün sol tərəfi elektron (n-tip), sağ tərəfi isə deşik (p-tip) keçiricidən ibarət kristalı nəzərdən keçirək (şəkil 3).



Şəkil 3. p-n keçidinin yaranma mexanizmi.

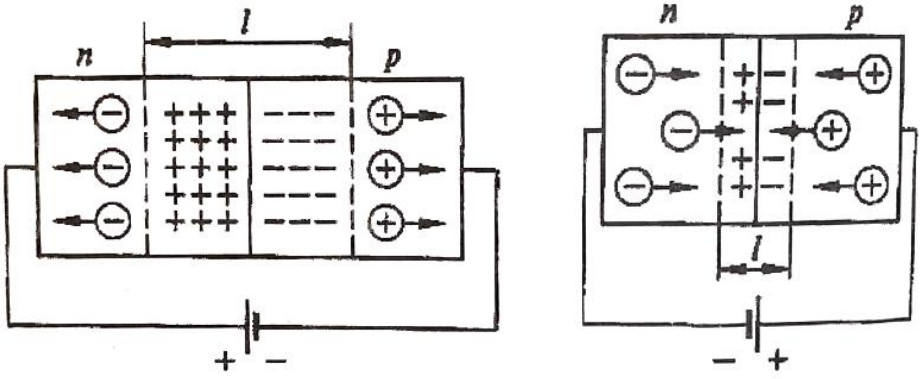
İstilik hərəkəti nəticəsində elektronlar öz hissələrindən deşik olant hisəsyə nüfuz edir. Nəticədə elektron olan hissədə elektronunu itirmiş donorun müsbət ionları qalır. Deşik hissəsinə keçən elektron dərhal bu deşikləri tutmaqla akseptorun uyğun atomlarını mənfi iona çevirir. Uyğun olaraq, kristalların toxunma sərhədinə yaxın olan p – hissədən deşiklər n – hissəyə keçir.

Nəticədə p – hissədə akseptorun yeni – mənfi ionu yaranır. Digər tərəfdən, n – hissəyə keçən deşiklər yaxınlıqdakı elektronlarla birləşərək, donor atomunu müsbət iona çevirir.

Beləliklə, kristaldakı n – hissədən p – hissəsinə elektronların və p – hissədən n – hissəsinə deşiklərin diffuziyası müxtəlif yüklü ionların ikiqat təbəqəsini əmələ gətirir. Təbəqənin qalınlığı təqribən $l=10^{-7}$ m tərtibində olur. Bu keçid təbəqəsində sərbəst yükdaşıyıcılar olmadığına görə onun müqaviməti çox böyükdür. Bu təbəqədə ionlar arasında yaranan elektrik sahəsi əsas yükdaşıyıcıların sonrakı qarşılıqlı keçidlərinin qarşısını aldığına görə bu təbəqə adlanır (şəkil 3-ə bax).

Qeyd edək ki, hər bir hissədə əsa yükdaşıyıcılarla yanaşı, qeyri-əsas yükdaşıyıcılar da mövcuddur. Bunlar n – hissədəki deşiklər, p – hissədəki elektronlardır. p-n keçidinin elektrik sahəsi qeyri-əsas yükdaşıyıcıların qonşu hissəyə keçməsini təmin edir: deşiklərin n – hissədən p – hissəsinə, elektronların isə p – hissəsindən n – hissəsinə. Lakin əsas yükdaşıyıcıların hissələrarası diffuziyası nəticəsində yaranan elektrik cərəyanı qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaratdığı elektrik cərəyanına qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks olduğundan xarici elektrik sahəsi olmadıqda kristalda cərəyan da olmur. Xarici sahəyə gətirdikdə isə kristalda **birtərəfli keçid** baş verir. Bu keçidin hansı şəraitdə baş verdiyini aydınlaşdıraq.

p-n kristalını cərəyan mənbəyinə elə qoşaq ki, onun müsbət qütbü kristalın elektron hissəsinə (n – tip kristala), mənfi qütbü isə deşik hissəyə (p – tip kristala) birləşdirilsin (şəkil 4a). xarici elektrik sahəsinin təsiri nəticəsində n – tip kristalda elektronlar, p – tip kristalda deşiklər toxunma sərhəddindən bir-birində əks istiqamətə uzaqlaşmaqla bağlayıcı təbəqənin qalınlığını artırır. Nəticədə, p-n keçidinin müqaviməti kəskin yüksəlir, cərəyan şiddəti sıfıra qədər azalır. p-n yarımkeçiricisinin bu cür birləşdirilməsindən alınan keçid tərk keçid, yaxud qapayıcı keçid adlanır (şəkil 4a-ya bax).



a) b)

Şəkil 4.

p-n yarımkeçiricisinn dövrəyə bu cür birləşməsindən alınan keçid düz keçid, yaxud buraxıcı keçid adlanır.

Mürəkkəb mikrosxemlərdə dəyişən cərəyanı düzləndirmək üçün p-n keçidin birtərəfli keçiricilik xassəsindən geniş istifadə edilir. Bu xassəli yarımkeçirici cihaz **yarımkeçirici diod** adlanır.

p-n keçiddən, yəni yarımkeçirici dioddan axan cərəyanın keçidə tətbiq olunan xarici U_x gərginliyindən asılılığının, daha doğrusu, ideal p-n keçidin volt-amper xarakteristikasının analitik ifadəsi ilk dəfə XX əsrin 50-ci illərində Şokli tərəfindən müəyyənləşdirilmişdir. p-n keçidin VAX-ı sadə şəkildə

$$I = I_0 \cdot \left(e^{\frac{eU_x}{kT}} - 1 \right) \tag{3}$$

kimidir. Burada, I_0 – diodun (p-n keçidin) doyma cərəyanı adlanır. Bu cərəyanı dioda tətbiq olunan xarici gərginlikdən asılı olmayıb, yalnız p-n keçidin hazırlandığı yarımkeçirici material, keçidin ölçüləri və temperatur ilə təyin olunur.

(3) ifadəsindən görünür ki, $U_x > 0$ qiymətlərində (yəni düzünə istiqamətdə) VAX-nın eksponensial həddi

$$e^{\frac{eU_x}{kT}} >> 1 \tag{4}$$

olur və dioddan düzünə axan cərəyan

$$I_{düz} = I_0 \cdot e^{\frac{eU_x}{kT}} \tag{5}$$

yəni, $I_{düz}$ – düzünə cərəyan keçidə tətbiq olunan xarici gərginlikdən eksponensial asılı olur.

Əksinə istiqamətdə, yəni $U_x < 0$ olduqda

$$e^{\frac{eU_x}{kT}} << 1 \tag{6}$$

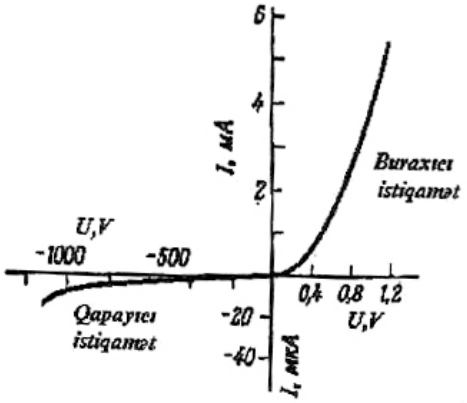
və nəticədə (3) ifadəsindən p-n keçiddən axan əksinə cərəyan

$$I_{əks} = - I_0 \tag{7}$$

olur. Bütün deyilənlərə əsasən, p-n keçidin VAX-nın qrafiki şəkil 5-dəki kimi olur.

Göründüyü kimi, diod birtərəfli keçiriciliyə malikdir: düzünə, buxarıcı istiqamətdə p-n keçidin müqaviməti sıfra yaxın olur, cərəyan isə çox böyük qiymət alır. Qapayıcı istiqamətdə isə p-n keçidin müqaviməti çox böyük, cərəyan isə sıfra yaxın olur. Odur ki, diod dəyişən cərəyanı düzləndirmək, onu bir istiqamətli cərəyana çevirmək

Dioddakı düzünə istiqaəmtdəki cərəyanın əks istiqamətdə axan cərəyana nisbəti diodun düzləndirmə əmsal adlanır:xassəsinə malikdir.



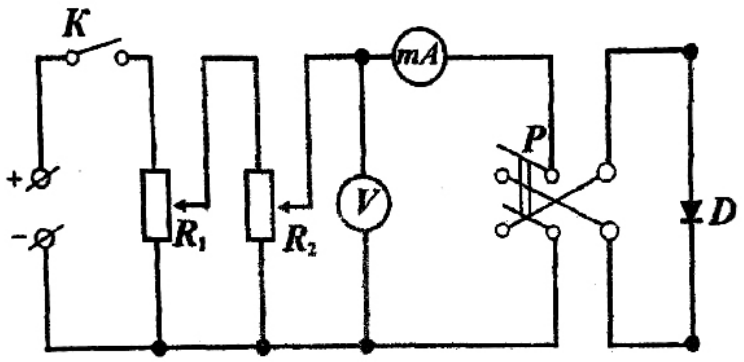
Şəkil 5. p-n keçidin VAX-nın qrafiki.

$$\kappa = \frac{I_{düz}}{I_{eks}} \tag{8}$$

Cərəyanın $I_{düz}$ və $I_{əks}$ qiymətləri dioda tətbiq olunan gərginliyin eyni qiymətlərində ölçülür.

Qurğunun təsviri. Diodun volt-amper xarakteristiksı 6-cı şəkildə göstərilən elektrik dövrəsi vasitəsilə təyin edilir. Sxemdə D tətbiq olunan diod, R_1 və R_2 dioda verilən gərginliyin qiymətini 0-dan 15 V-a qədər dəyişməyə imkan verən potensiometrlərdir.

A – çoxhədli milliampermetr, V – ikihədli voltmetr, P – dioddan axan cərəyanın istiqamətini dəyişməyə imkan verən ikiqütblü açardır. Bir dioda gərginliyi 20 V-dan çox vermək olmaz. Daha yüksək gərginlikləri düzləndirmək üçün diodlar bir paneldə ardıcıl birləşdirilir.



Şəkil 6. Diodun volt-amper xarakteristikasını təyi etmək üçün elektrik dövrəsinin sxemi

İşin gedişi və ölçmələr:

1. 6-cı şəkildə göstərimlən sxemi yığmalı. Ampermetr, voltmetr və diodu dövrəyə qoşarkən qütblərə diqqət etməli. R_1 potensiometri vasitəsilə dövrəyə müəyyən gərginlik verməli.
2. Lmolun VAX-nı düzünə istiqamətdə tədqiq etmək üçün açarın vəziyyətini dəyişməli. R_1 və R_2 potensiometrlərinin köməyi ilə dioda 0,05; 0,1; 0,2; 0,25; 0,3; 0,35 V gərginlik verməklə milliampermetrin uyğun göstərişlərini qeyd etməli.
3. Əks istiqamətdə diodun VAX-nı tədqiq etmək üçün açarın vəziyyətini dəyişməli, R_1 və R_2 potensiometrlərinin köməyi ilə dioda 0,1; 0,3; 0,5; 10; 20; 30; 40; 50; 60 V gərginlik verməklə milliampermetrin uyğun göstərişlərini qeyd etməli.
4. Alınan qiymətlərə əsasən diodun VAX-nı qurmalı.
5. Gərginliyin müxtəlif qiymətlərində diodun müqavimətini hesablamalı. Diodun müqavimətinin düzünə və əks gərginlikdən asılılıq qrafikləri qurmalı.
6. Ölçmələri qurtardıqdan sonra R_1 və R_2 potensiometrlərinin köməyi ilə dioda verilən gərginliyi sıfra qədər azaltmalı.
7. (8) düsturuna əsasən diodun düzləndirmə əmsalını hesablamalı.

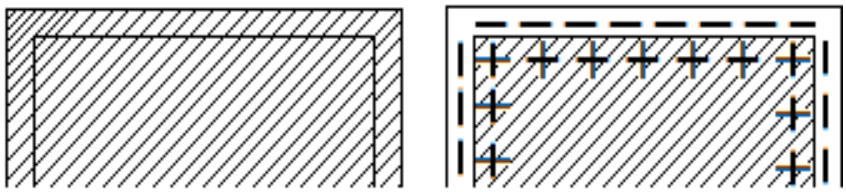
23 TERMOELEMENTİN DƏRƏCƏLƏNMƏSİ

İşin məqsədi: *Termocütün hazırlanması, termocütün dərəcələnməsi və qalayın ərimə temperaturuna görə termocütlərin dərəcələnmələrinin yoxlanılmasından ibarətdir.*

Ləvazimatlar: *Müxtəlif metalların nazik məftilləri, farfor və rezin borucuqlar, elektrik sobasi, hazırlanmış termocüt, millivoltmetr, qalay doldurulmuş qab.*

Nəzəri məlumat

Metal atomlarının valent elektronları onunla zəif əlaqədə olduqlarından onu tərk edərək bütün metal boyunca nizamsız olaraq yer dəyişirlər. Belə elektronlar keçiricilik elektronları adlanır. Lakin, həmin elektronlar praktiki olaraq sərbəst olmalarına baxmayaraq heç vaxt özbaşına metalın səthini tərk edə bilmirlər. Bunun əsas səbəblərindən biri aşağıdakı mülahizəyə əsaslanır. Normal şəraitdə olan metal daxilindəki böyük sürətli elektronların bir qismi onun səthinə çıxaraq metal ətrafında elektron buludu yaradırlar (şəkil 1a). Lakin, onun səthini tərk edə bilmirlər. Bununla əlaqədar olaraq metalın daxili səthi müəyyən sayda elektron itirdiyindən müsbət yüklənmiş olur (şəkil 1b) və bu zaman metalın səthində müstəvi kondensatorun elektrik sahəsi kimi ikiqat elektrik təbəqəsi yaranır.



a) b)

Şəkil 1.

a) metal ətrafında elektron buludu; b) müsbət yüklənmış metalın daxili səthi.

Həmin ikiqat elektrik təbəqəsi elektronların metaldan çıxmasına imkan vermir. Metalın daxili hissəsinin vakuuma nəzərən potensialı daxili potensial adlanır. Metal daxilindəki sərbəst elektronun potensial enerjisi $W = e\varphi$ ifadəsilə təyin edilir. e – elektronun yüküdür. Baxılan hal üçün $\varphi > 0$ olduğundan $W < 0$ olur. Yəni, metal daxilindəki sərbəst elektronların vakuuma nəzərən potensial enerjiləri mənfidir. Buradan isə çıxır ki, metal daxilindəki sərbəst elektronları oturacaqları müstəvi olan potensial çəpər daxilində hesab etmək olar. Belə çəpər daxilində elektronlar sərbəst hərəkət edirlər, onlara qüvvə təsiri yalnız metaldan çıxmaları zamanı meydana

çıxır. Sərbəst elektronun metalı tərk etməsi üçün potensial çəpərin hündürlüyünə bərabər iş görülməlidir.

$$A = e\varphi \tag{1}$$

Bu ifadə elektronların metaldan çıxış işi adlanır. Müxtəlif metallar üçün çıxış işləri $1-5{,}5eV$ intervalında dəyişən qiymətlər alır. Elektronlar o zaman metalın səthini tərk edirlər ki, onlar üçün

$$\frac{m\vartheta_n^2}{2} \geq e\varphi \tag{2}$$

şərti ödənilsin, harada ki, m -elektronun kütləsi, ϑ_n -elektronun sürətinin səthə çəkilmiş normal istiqamətindəki toplananıdır.

Potensiallar fərqi

Təcrübə göstərir ki, iki müxtəlif növ metalı bir-birinə toxundurduqda onlarda olan sərbəst elektronların bir metaldan digərinə diffuziyası nəticədə metalın biri müsbət, digəri isə mənfi yüklənir ki, bu da metallar arasında kontakt potensiallar fərqinin yaranmasına gətirib çıxarır. Kontakt potensiallar fərqinin iki yaranma səbəbi mövcuddur:

1) Toxunan metalların A_1 və A_2 çıxış işləri müxtəlif olarsa, onda elektronlar çıxış işi az olan metaldan, çıxış işi çox olan metala keçir və nəticədə metallar arasında xarici toxunma potensiallar fərqi yaranır:

$$\Delta\varphi_1 = -\frac{A_1 - A_2}{e} \ . \tag{3}$$

İki metalın toxunma yerində elektronlara hər iki metalın ion qəfəsləri tərəfindən təsir edən qüvvələr bir-birinin tarazlaşdıra bilmədiyindən elektronun bir metaldan digərinə keçdiyi müşahidə edilir. (3) ifadəsindəki mənfi işarəsi intensivlik vektorlarının istiqamətini nəzərə alır.

2) Kontakt potensiallar fərqi birinci və ikinci metaldakı elektronların konsentrasiyasının müxtəlifliyindən yaranır:

$$n_1 \neq n_2.$$

Konsentrasiyaların müxtəlifliyi hesabına yaranan elektrik sahəsi metallarda elektron sıxlıqlarının bərabərləşməsinə imkan vermir. Beləliklə, konsentrasiyanın müxtəlifliyi hesabına yaranan kontakt potensiallar fərqi aşağıdakı kimidir:

$$\Delta\varphi_2 = \frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2} \tag{4}$$

burada k –Bolsman sabiti, T -metalların mütləq temperaturudur. Əgər göstərilən səbəblərdən hər ikisi mövcud olarsa, onda yaranan kontakt potensiallar fərqi

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2} \tag{5}$$

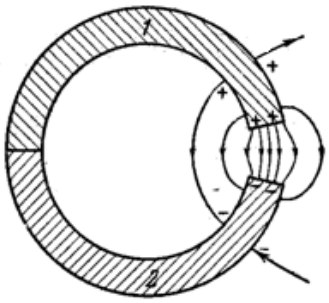
Kontakt potensiallar fərqi üçün Voltanın iki qanunu vardır:

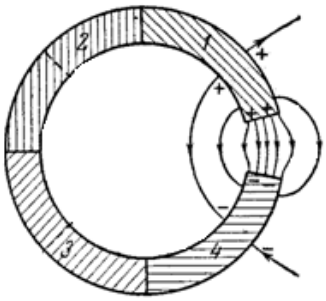
1. İki müxtəlif metalı bir-biri ilə toxundurduqda onlar arasında meydana çıxan kontakt potensiallar fərqi həmin metalların kimyəvi tərkibindən və temperaturundan asılı olur.

2. Eyni temperaturda olan bir neçə metalı ardıcıl olaraq bir-birinə toxundursaq, onda meydana çıxan toxunma potensiallar fərqi yalnız kənar metalların kimyəvi tərkibindən asılı olacaqdır, yəni

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2} + \frac{kT}{e}\ln\frac{n_2}{n_3} + \frac{kT}{e}\ln\frac{n_3}{n_4} = \frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_4} \quad . \qquad (6)$$

Hesablamalar nəticəsində (3) ifadəsi ilə təyin edilən xarici və (4) ifadəsi ilə təyin edilən daxili toxunma potensiallar fərqini tapmaq olar. Qeyd edək ki, iki müxtəlif metalın kontaktından düzəldilmiş sistemin ucları arasındakı xarici kontakt potensiallar fərqi $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ kimi təyin edilir (Şəkil 2).





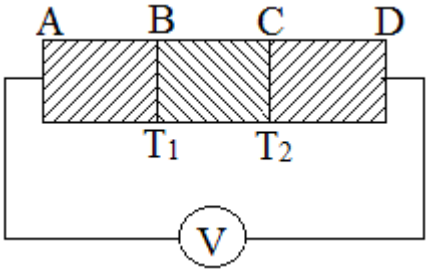
Şəkil 2. **Şəkil 3.**

Əgər dövrə bir-birilə kontakt edilmiş dörd müxtəlif naqildən təşkil edilmişsə onda onların ucları arasındakı xarici kontakt potensiallar fərqi (6) düsturu ilə hesablanır (Şəkil 3).

Termoelektrik hadisələri

Metallarda (eləcə də yarımkeçiricilərdə) istilik və elektrik hadisələri ilə yanaşı, onların birgə təsiri nəticəsində yaranan termoelektrik hadisələri də mövcuddur. Belə hadisələr sırasına Zeebek, Peltye və Tomson hadisələri daxildir. Biz yuxarıda gördük ki, iki müxtəlif metalların kontaktı zamanı kontakt sahəsində potensialın sıçrayışla dəyişməsi və bununla əlaqədar olaraq elektrik hərəkət qüvvəsi meydana çıxır. Bu hadisə kontakt edilmiş müxtəlif metallarda elektron qazının təzyiqinin müxtəlif olması ilə bağlıdır. Amma bütün dövrənin temperaturu eyni olduqda, yekun e.h.q sıfra bərabər olur. Şəkil 4-də təsvir olunan dövrəyə baxaq.

Sadəlik üçün, tutaq ki, voltmetrə qoşulmuş naqillər metalından hazırlanıb, çünki A və D kontaktlarında potensial sıçrayışı olmur. B və C – kontaktlarında potensial sıçrayışları qiymətcə bərabər, işarəcə əks olduğundan A və D – kontaktlarına bağlanmış voltmetr gərginlik göstərmir. Bu, kontakt edilmiş naqillərin (I növ) sayındn asılı olmayaraq eyni temperaturda həmişə ödənilir.



Şəkil 4. Müxtəlif metalların kontaktı

Lakin kontaktların temperaturları müxtəlif olduqda, dövrədəki tam e.h.q. sıfırdan fərqli olur və dövrə qapandıqda cərəyan meydana çıxır. Bu hadisə termoelektrik hadisəsi, bu zaman yaranan e.h.q. isə termo e.h.q .adlanır.

Zeebek effekti. Termoelktrik effekti Zeebek tərəfindən kəşf edilmişdir. Bu hadisəni müşahidə etmək üçün iki müxtəlif mis məftili üçüncü başqa metaldan olan məftillə kontakta gətirib millivoltmetrə qoşmaq kifayətdir. Bunun üçün kontaktlardan biri qızdırılmalıdır. Əgər qızdırılmış kontaktı soyudub, digərini qızdırsaq, bu zaman dövrədə yenə də elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q.) yaranır, amma onun istiqaməti əvvəlki halda meydana çıxan e.h.q-nın əksinə olur. Termoelektrik hərəkət qüvvəsi (termo-.e.h.q.) lehimlərin temperaturlar fərqi ilə mütənasib olaraq artmır. Ona görə də istənilən naqil cütünün termoelektrik xarakteristikası üçün diferensial e.h.q.-dən, istifadə edilir

$$\alpha = \frac{d\varepsilon}{dT}. \tag{7}$$

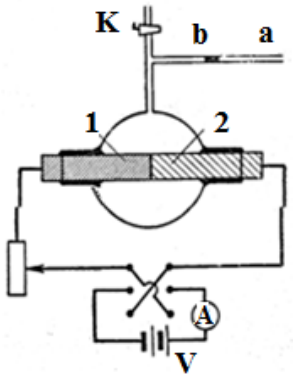
Bu əmsal kontakt edilmiş naqil cütünün materialından, onların temperaturlarından asılıdır. Əgər lehimlərin temperaturları (T_1, T_2) fərqi çox böyük deyildirsə onda,

$$\varepsilon = \alpha(T_2 - T_1) \tag{8}$$

olur. Digər iki termoelektrik hadisə, Tomson və Peltye hadisələri xarici e.h.q təsiri ilə yaradılmış cərəyanın dövrədən keçməsi ilə bağlıdır.

Peltye hadisəsi. Peltye 1834-cü ildə müəyyənləşdirmişdir ki, iki müxtəlif metalı (və ya yarımkeçiricini) bir-biri ilə toxundurub bu sistemdən cərəyan buraxdıqda, onda kontakt yerlərində Coul-Lens istiliyindən başqa müəyyən qədər istiliyin ayrılması və ya udulması da müşahidə edilir. Peltye hadisəsini nümayiş etdirmək üçün şəkil 5-də göstərilmiş təcrübədən istifadə edilir.

Burada 1 və 2 müxtəlif metallardan hazırlanmış və biri-birinə lehimlənmiş çubuqlardır. Lehim yeri qızdırıldıqda kolba daxilindəki təzyiq artır və a borusu daxilindəki b damlası sağa doğru yerini dəyişir. Lehim yerinin soyudulması zamanı isə o əks istiqamətdə hərəkət edir. Kontakt yerində istiliyin ayrılması və ya udulması cərəyanın istiqamətindən asılı olduğundan kontakt yeri ya qızır, ya da soyuyur. Əgər 1 və 2 naqilləri bir-birinə lehimlənərək həmin sistemdən soldan sağa cərəyanın axması təmin edilərsə onda, A lehim yeri qızır B lehim yeri isə soyuyur və ya əksinə (şəkil 5).



Şəkil 5. Peltye hadisəsini nümayiş etdirmək üçün qurğu

Bu hadisə Peltye hadisəsi adlanır. Ayrılan və ya udulan Peltye istiliyi

$$Q = \pi q = \pi it \tag{9}$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada q-sistemdən keçən yük, π-mütənasiblik əmsalı olub, Peltye əmsalı adlanır. Coul-Lens istiliyindən fərqli olaraq Peltye istiliyi cərəyan şiddətinin birinci dərəcəsindən asılı olub, müqavimətdən asılı olmur. Cərəyanın istiqaməti dəyişdikdə Peltye əmsalı öz işarəsini dəyişir:

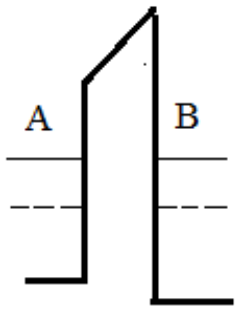
$$P_{AB} = -P_{BA}$$

Peltye əmsalı ilə, termo-ehq-si əmsalı arasında, termodinamika qanunları ilə müəyyən olunan əlaqəsi mövcuddur.

$$P = \alpha T \tag{10}$$

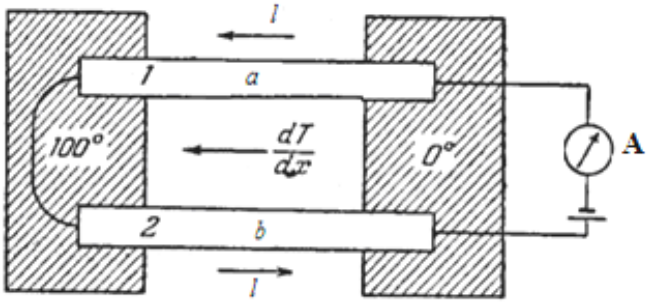
Peltye hadisəsini izah edək. Elektrik yükdaşıyıcıları (elektron və ya deşiklər) toxunma yerinin müxtəlif tərəfində fərqli orta enerjiyə (kinetik və potensial enerjilərin cəmi olan tam enerji nəzərdə tutulur) malik olur.

Peltye effekti (cərəyan keçərkən kontakta istiliyin ayrılması və ya udulması) elektronların daha yüksək Fermi səviyyəsindən daha aşağ səviyyəyə keçidi zamanı meydana çıxır (şəkil 6-da sağdan sola); bu halda elektronlar əlavə enerjisini qəfəsə verərək onu qızdırır. Elektronların əks istiqamətdə keçidi yalnız qəfəsin istiliyi hesabına baş verə bilir, bu isə, kontaktın soyuması ilə müşaiyət olunur.Yükdaşıyıcılar toxunma yerindən keçdikdə kiçik enerjili oblasta düşərsə, bu zaman enerjilərin bir hissəsini kristal qəfəsə verirlər və nəticədə toxunma yeri qızır. Digər toxunma yerində yükdaşıyıcılar böyük enerjili oblasta keçdiklərindən kristal qəfəsdən enerji aldıqlarından toxunma yeri soyuyur.



Şəkil 6. Peltye effekti

Tomson hadisəsi. Termoelektrik hadisələrini tədqiq edərkən Tomson müəyyən etmişdir ki, bircins naqil boyunca temperatur qradiyenti yaratsaq, orada istiliyin ayrılması və ya udulması müşahidə olunur. Bu istilik də ya Coul-Lens istiliyinə əlavə olunur, ya da ondan çıxılır. Tomson hadisəsi adlanan bu hadisə dəqiq desək, bilavasitə toxunma hadisəsinə aid deyildir. Lakin, onun mənşəyi toxunma yerində baş verən hadisələrin əmələgəlmə səbəbləri ilə sıx əlaqədardır. Tomson effektini müşahidə etmək üçün şəkil 7-də təsvir olunan təcrübədən istifadə edilir.



Şəkil 7. Tomson effektini müşahidə etmək üçün qurğunun sxemi.

Tutaq ki, naqilin V həcmində t müddətində ayrılan Tomson istiliyi Q-dür. Onda naqilin vahid həcmində vahid zamanda ayrılan istilik miqdarı $\frac{1}{V}\cdot\frac{Q}{t}$ olar. Bu kəmiyyət temperaturun $\frac{dT}{dx}$ qradiyenti və cərəyan sıxlığı ilə mütənasibdir, yəni

$$\frac{Q}{V\cdot t} = \tau\frac{dT}{dx}j \ . \tag{11}$$

Mütənasiblik əmsalı $\tau -$ Tomson əmsalı adlanır və naqilin materialından, onun halından və temperaturundan asılıdır. (11) düsturunu uclarındakı temperaturlar fərqi ΔT kiçik olan (τ-nun temperaturdan ΔT asılılığını nəzərə almamaqdan ötrü) naqil parçasına tətbiq edərək, onu başqa şəklə salmaq olar). Bu halda $V = S\Delta x$, $J = jS$ tam cərəyan şiddəti və $\frac{\Delta T}{\Delta x}\Delta x = \Delta T$ olduğundan,

$$Q = \tau \Delta T J t . \qquad (12)$$

Bu düstur naqilin baxılan parçasında ayrılan tam Q Tomson istiliyi miqdarını verir.

Tomson hadisəsi Peltye hadisəsinə analoji olaraq izah edilir. Tomson əmsalının qiyməti kiçikdir. Məsələn, bismut üçün otaq temperaturunda $\tau = 10^{-5}\frac{V}{K}$-dir. İlk yaxınlaşmada Tomson effektinin izahını belə vermək olar: elektronlar naqilin isti ucundan soyuq ucuna doğru hərəkət etdikdə (cərəyan əks istiqamətdə axır) onlar özləri ilə əlavə istilik enerjisi daşıyır və bu enerji daha aşağı temperaturlu oblastda istilik ayrılmasına səbəb olar. Əks istiqamətdə hərəkət zamanı elektronlar «qızmalıdır»; bu isə qəfəsin istiliyi hesabına baş verər və nəticədə istilik udular.

İşin gedişi:

Tapşırıq 1. ***Termocütün hazırlanması***

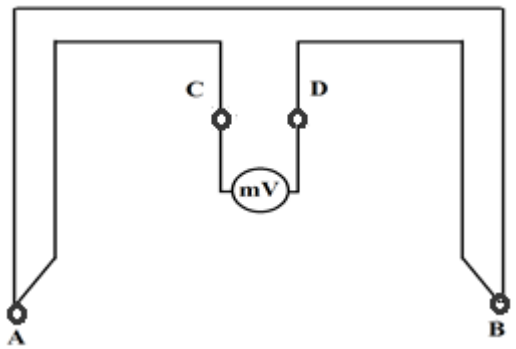
Termocüt bir-birinə lehimlənmiş müxtəlif metal naqillərin qapalı elektrik dövrəsidir. Əgər lehimlərin temperaturları müxtəlif olarsa onda belə dövrədə elektrik hərəkət qüvvəsinin yatanması ilə əlaqədar elektrik cərəyanı yaranacaqdır. Dövrədə yaranan termoelektrik hərəkət qüvvəsi ε lehimlərin temperaturları fərqi ilə düz mütənasib olur.

$$\varepsilon = c(t_1 - t_2)$$

Burada c- lehimlərin temperaturları fərqi çox böyük olmadıqda sabit kəmiyyətdir. c-nin hər dərəcəyə düşən qiyməti bir neçə 10 mkV – dan çox olmur.

Bu işdə bir neçə məsələnini həlli nəzərdə tutulub: Termocütün hazırlanması, termocütün dərəcələnməsi, qalayın ərimə temperaturuna (232^0C) görə dərəcələn-mənin bir nöqtəsinin yoxlanması.

Termocütüün sxemi şəkil 8-də verilmişdir.



Şəkil 8. Termocütün sxemi.

İki müxtəlif materialardan olan AB və ACDB naqilləri ümumi Avə B nöqtələrinə malikdirlər, yəni həmin nöqtələrdə bir-birilərinə lehimlənmişlər. C və D nöqtələrinə millivoltmetr qoşulur.

Adətən naqilinin uzunluqları: AB = 60 sm ,CD = 40 sm; DB = 20 sm götürülür.

Termocütün hazırlanması aşağıdakı qaydada aparılır:

Müxtəlif metallardan olan iki naqilin ucları bir-birinə diqqətlə burulur. Həmin hissənin lehimlənməsi elektrik qövsü ilə həyata keçirilir. Lehimləməni həyata keçirmək üçün adi transformatordan istifadə etmək məsləhətdir. Lehimləmə zamanı transformatorun qütblərinə bağlanmış naqilin bir ucuna lehimlənəcək naqili sıxmaq üçün tutuqac birləşdirilir, digər ucuna isə elektrod rolunu oynayan qrafit birləşdirilir. Lehimlənəcək naqillərin gərginliyi en kəsiklərinə görə seçməklə tutqacla elektrodu bir birinə yaxınlaşdırıb qövs alovunda lehimləməni həyata keçirmək olur. Yadda saxlamaq lazımdır ki, lehimlənmə ani olaraq həyata keçirilməlidir və proses başa çatdıqdan sonra naqillərin bir-birlərinə dolanmış hissələri ayrılmalı, lehimin etibarlılığı yoxlanılmalıdır.

Sonda hazırlanmış termocütün budaqları ikikanallı farfor borudan keçirilir.Bu zaman elə etmək lazımdır ki, termocütün lehimləri borudan 3÷4 mm-dən çox kənara çıxmasın. Termocütün uzun qanadı adətən nazik rezin boruda yerləşdirilir.

Tapşırıq 2. Termocütün dərəcələnməsi

Adətən yalnız hazırlanmış terrmocüt deyil, bundan əlavə daha 3 termocüt də dərəcələnir. Hazırlanmış termocütün bir ucu sobanın keramik qapağı üzərinə qoyulur, digəri isə içərisinə yağ dolduruulmuş qaba salınır. Sobanın temperaturu 250^0C-yə qədər qalxa bilər və onun temperauru qapağın müəyyən yarığından sobaya yerləşdirilmiş termometrlə ölçülür. Yağın temperaturu da termometrlə ölçülür və onun temperaturu praktiki olaraq sabit qalır, çünki o suyun əhatəsində yerləşdirilir. Sobanın qidalanması avtotransformator vasitəsilə idarə olunur. Bütün termocütlərin ucları icərisinə yağ qoldurulmuş qaba yaxın yerləşdirilmiş yuvacıqlara birləşdirilir. Burada müxtəlif düymələri seçməklə istənilən termocütü dövrəyə daxil etmək mümükündür. Adətən bütün termocütlər eyni zamanda dərəcələnir. Bunun üçün soba qızdırılır və hər 15 -20^0C-dən bir termometrlərin göstərişləri qeyd edilir. Temperatur 250^0C-yə çatdıqda prosesi dayandırmaq lazımdır. Bunun üçün sobaya birləşdirilmiş gərginlik mənbəyini dövrədən açmaq lazımdır. Sobanın soyulması prosesində də hər 15 ÷ 20^0C-dən bir termometrlərin göstərişləri qeyd olunmalı və dərəcələnmə təkrar edilməlidir. Alınmış eksperimental nəticələr əsasında $n = f(t_1 - t_2)$ asılılığının qrafiki qurulmalıdır, burada n –millivoltmetrin göstərişi, $t_1 - t_2$ - isə sobaya və yağa daxil edilmiş termometrlərin göstərişləri fərqidir. Müqayisə məqsədi ilə bütün alınmış asılılq qrafikləri eyni miqyasda və eyni millimetrlik kağızda qurulmalıdır.

Tapşırıq 3. Qalayın ərimə temperaturuna görə termocütlərin dərəcələnmələrinin yoxlanılması

Hazırlanmış termocütün düzgün dərəcələnməsini əvvəlki şərtlər daxilində qalayın ərimə temperaturuna görə yoxlamaq olur. Bunun üçün içərisinə qalay doldurulmuş farfor qab sobaya yerləşdirilir və sobanın qapağı bağlanılır. 3 termocüt və termometr bərkidilmiş qapaq xüsusi qayaq üzərində yerləşdirilir. Hazırlanmış termocüt qapağın deşiyinə elə yerləşdirilir ki, onun lehimi əriməkdə olan qalayla təmasda olsun, amma qabın divarına və oturacağına toxunmasın. Bu zaman millivoltmetr termocütün dövrəsinə bağlanmalıdır. Soba dövrəyə bağlanılır, qalayın ərinməsinə və lehimin qalaya daxil edilməsinə əmin olduqdan sonra soba söndürülür. Sobanın soyuması zamanı hər 5 dəqiqədən bir millivoltmetrin şkalasının göstərişi qeyd edilir. Alınmış nəticələrin qrafiki eksperimentrin gedişində qurulmalıdır. Qrafikdən aşkar olur ki, qalayın ərimə temperaturuna qədər cihazın göstərişi sürətlə azalır. Qalayın əriməsi zamanı isə temperaturun zamandan asılılıq qrafiki sabit qalır. Qalay kristallaşdıqdan sonra qabın temperaturu kəskin olaraq azalır. Bundan sonra prosesi əks istiqamətdə yenidən təkrarlamaq məsləhətdir. Belə təcrubələrin nəticələrinin üst-üstə düşməsi termocütün dərəcələnməsinin dəqiqliyini müəyyən etməyə imkan verir.

QƏTİ QADAĞANDIR:

1. Daxilində ərimiş qalay olan sobaya civəli termometr daxil etmək olmaz!
2. Digər termocütlərin ərimiş qalaya salınmasına yol vermək olmaz!

Cədvəl

Aparılan təcürbələrin N-si	T_1	T_2	T_2-T_1	n	ε

^{0}C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	^{0}C
0	0.000	0.039	0.078	0.117	0.156	0.195	0.234	0.273	0.312	0.352	0.39	0
10	0.391	0.431	0.470	0.510	0.549	0.589	0.629	0.669	0.709	0.749	0.790	10
20	0.790	0.830	0.870	0.911	0.951	0.992	1.033	1.074	1.114	1.155	1.196	20
30	1.196	1.238	1.279	1.320	1.362	1.403	1.445	1.486	1.528	1.570	1.612	30
40	1.612	1.654	1.696	1.738	1.780	1.823	1.865	1.908	1.950	1.993	2.036	40

Triqonometrik funksiyalar

Cədvəl 1.

Bucaqlar	**sin**	**tg**	**ctg**	**cos**	
0^0	0	0	∞	1	90^0
1	0,0175	0,0175	57,2900	0,9998	89
2	0349	0349	28,6363	9994	88
3	0523	0524	19,0811	9986	87
4	0698	0699	14,3006	9976	86
5	0,0872	0,0875	11,4301	0,9962	85
6	1045	1051	9,5144	9945	84
7	1219	1228	8,1443	9925	83
8	1392	1405	7,1154	9903	82
9	1564	1584	6,3138	9877	81
10	0,1736	0,1763	5,6713	0,9848	80
11	1908	1944	5,1446	9816	79
12	2079	2126	4,7046	9781	78
13	2250	2309	4,3315	9744	77
14	2419	2493	4,0108	9703	76
15	0,2588	0,2679	3,7321	0,9659	75
16	2756	2867	3,4874	9613	74
17	2924	3057	3,2709	9563	73
18	3090	3249	3,0777	9511	72
19	3256	3443	2,9042	9455	71
20	0,3420	0,3640	2,7475	0,9397	70
21	3584	3839	2,6051	9336	69
22	3746	4040	2,4751	9272	68
23	3907	4245	2,3559	9205	67
24	4067	4452	2,2460	9135	66
25	0,4226	0,4663	2,1445	0,9063	65
26	4384	4877	2,0503	8988	64
27	4540	5095	1,9626	8910	63
28	4695	5317	1,8807	8829	62
29	4848	5543	1,8040	8746	61
30	0,5000	0,5774	1,7321	0,8660	60
31	5150	6009	1,6643	8572	59
32	5299	6249	1,6603	8480	58
33	5446	6494	1,5399	8387	57
34	5592	6745	1,4826	8290	56
35	0,5736	0,7002	1,4281	0,8192	55
36	5878	7265	1,3764	8090	54
37	6018	7536	1,3270	7986	53
38	6157	7813	1,2799	7880	52
39	6293	8098	1,2349	7771	51
40	0,6423	0,8391	1,1918	0,7660	50
41	6561	8693	1,1504	7547	49
42	6691	9004	1,1106	7431	48
43	6820	9325	1,0724	7314	47
44	6947	9657	1,0355	7193	46
45	7071	1,0000	1,0000	7071	45
	cos	**ctg**	**tg**	**sin**	

Ədədlərin kvadratları (n^2), kvadrat kökləri $(\sqrt{n})$ və tərs qiymətləri $\left(\frac{1}{n}\right)$

Cədvəl 2.

n	n^2	$\sqrt{n}$	$\frac{1}{n}$
1	1	1,000	1,0000
2	4	1,414	0,5000
3	9	1,732	0,3333
4	16	2,000	0,2500
5	25	2,236	0,2000
6	36	2,449	0,1667
7	49	2,646	0,1429
8	64	2,828	0,1250
9	81	3,000	0,1111
10	100	3,162	0,1000
11	121	3,317	0,0909
12	144	3,464	0,0833
13	169	3,606	0,0769
14	196	3,742	0,0714
15	225	3,837	0,0667
16	256	4,000	0,0625
17	289	4,123	0,0588
18	324	4,243	0,0556
19	361	4,359	0,0526
20	400	4,472	0,0500
21	441	4,583	0,0476
22	484	4,690	0,0455
23	529	4,769	0,0435
24	576	4,899	0,0417
25	625	5,000	0,0400
26	676	5,099	0,0385
27	729	5,196	0,0370
28	784	5,292	0,0357
29	841	5,385	0,0345
30	900	5,477	0,0333
31	961	5,568	0,0323
32	1024	5,657	0,0313
33	1089	5,745	0,0303
34	1156	5,831	0,0294
35	1225	5,916	0,0286
36	1296	6,000	0,0278
37	1369	6,083	0,0270
38	1444	6,164	0,0263
39	1521	6,245	0,0256
40	1600	6,325	0,0250
41	1681	6,403	0,0244
42	1764	6,481	0,0238
43	1849	6,557	0,0233
44	1936	6,633	0,0227
45	2025	6,708	0,0222
46	2116	6,782	0,0217
47	2209	6,856	0,0213
48	2304	6,928	0,0208
49	2401	7,000	0,0204
50	2500	7,071	0,0200

Üstlü funksiyalar

Cədvəl 3.

x	e^x	e^{-x}	x	e^x	e^{-x}
0,00	1,0000	1,0000	2,00	7,3891	0,1353
0,05	1,0513	0,9512	2,05	7,7679	0,1287
0,10	1,1052	0,9048	2,10	8,1662	0,1225
0,15	1,1618	0,8607	2,15	8,5849	0,1165
0,20	1,2214	0,8187	2,20	9,0250	0,1108
0,25	1,2840	0,7788	2,25	9,4877	0,1054
0,30	1,3499	0,7408	2,30	9,9742	0,1003
0,35	1,4191	0,7047	2,35	10,486	0,09537
0,40	1,4918	0,6703	2,40	11,023	0,09072
0,45	1,5683	0,6376	2,45	11,588	0,08629
0,50	1,6487	0,6065	2,50	12,182	0,08208
0,55	1,7333	0,5770	2,55	12,807	0,07808
0,60	1,8221	0,5488	2,60	13,464	0,07427
0,65	1,9155	0,5221	2,65	14,154	0,07065
0,70	2,0138	0,4966	2,70	14,880	0,06721
0,75	2,1170	0,4724	2,75	15,643	0,06393
0,80	2,2255	0,4493	2,80	16,445	0,06081
0,85	2,3396	0,4274	2,85	17,288	0,05784
0,90	2,4596	0,4066	2,90	18,174	0,05502
0,95	2,5857	0,3867	2,95	19,106	0,05234
1,00	2,7183	0,3679	3,00	20,086	0,04979
1,05	2,8577	0,3499	3,05	21,115	0,04736
1,10	3,0042	0,3329	3,10	22,198	0,04505
1,15	3,1582	0,3166	3,15	23,336	0,04285
1,20	3,3201	0,3012	3,20	24,533	0,04076
1,25	3,4903	0,2865	3,25	25,790	0,03877
1,30	3,6693	0,2725	3,30	27,113	0,03688
1,35	3,8574	0,2592	3,35	28,503	0,03508
1,40	4,0552	0,2466	3,40	29,964	0,03337
1,45	4,2631	0,2346	3,45	31,500	0,03175
1,50	4,4817	0,2231	3,50	33,115	0,03020
1,55	4,7115	0,2123	3,55	34,813	0,02872
1,60	4,9530	0,2019	3,60	36,598	0,02732
1,65	5,2070	0,1921	3,65	38,475	0,02599
1,70	5,4739	0,1827	3,70	40,447	0,02472
1,75	5,7546	0,1738	3,75	42,521	0,02352
1,80	6,0496	0,1653	3,80	44,701	0,02237
1,85	6,3598	0,1572	3,85	46,993	0,02128
1,90	6,6859	0,1496	3,90	49,402	0,02024
1,95	7,0287	0,1423	3,95	51,935	0,01925
4,00	54,598	0,01832	6,0	403,43	0,00248
4,05	57,397	0,01742	6,1	445,86	0,00224
4,10	60,340	0,01657	6,2	492,75	0,00203
4,15	63,434	0,01576	6,3	544,57	0,00184
4,20	66,686	0,01500	6,4	601,85	0,00166
4,25	70,105	0,01426	6,5	665,14	0,001503

Cədvəl 3-ün ardı

x	e^{x}	e^{-x}	x	e^{x}	e^{-x}
4,30	73,700	0,01357	6,6	735,14	0,001360
4,35	77,478	0,01991	6,7	812,41	0,001231
4,40	81,451	0,01228	6,8	897,85	0,001114
4,45	85,627	0,01168	6,9	992,27	0,001008
4,50	90,017	0,01111	7,0	1096,6	0,000912
4,55	94,632	0,01057	7,1	1212,2	0,000825
4,60	99,484	0,01005	7,2	1339,4	0,000747
4,65	104,58	0,00956	7,3	1480,5	0,000676
4,70	109,95	0,00910	7,4	1636,0	0,000611
4,75	115,58	0,00865	7,5	1808,0	0,000553
4,80	121,51	0,00823	7,6	1998,2	0,000500
4,85	127,74	0,00783	7,7	2208,3	0,000453
4,90	134,29	0,00745	7,8	2440,6	0,000410
4,95	141,17	0,00708	7,9	2697,3	0,000371
5,00	148,41	0,00674	8,0	2981,0	0,000335
5,05	156,02	0,00641	8,1	3294,5	0,000304
5,10	164,02	0,00610	8,2	3641,0	0,000275
5,15	172,43	0,00580	8,3	4023,9	0,000259
5,20	181,27	0,00552	8,4	4447,1	0,000225
5,25	190,57	0,00525	8,5	4914,8	0,000203
5,30	200,34	0,00499	8,6	5431,7	0,000184
5,35	210,61	0,00475	8,7	6002,9	0,000167
5,40	221,41	0,00452	8,8	6634,2	0,000151
5,45	232,76	0,00430	8,9	7332,0	0,000136
5,50	244,69	0,00409	9,0	8103,1	0,000123
5,55	257,24	0,00389	9,1	8955,3	0,000112
5,60	270,43	0,00370	9,2	9897,1	0,000101
5,65	284,29	0,00352	9,3	10938	0,000091
5,70	298,87	0,00335	9,4	12088	0,000083
5,75	314,19	0,00318	9,5	13360	0,000075
5,80	330,30	0,00303	9,6	14765	0,000068
5,85	347,23	0,00288	9,7	16318	0,000061
5,90	365,04	0,00274	9,8	18034	0,000055
5,95	383,75	0,00261	9,9	19930	0,000050
			10,0	22026	0,000045

Natural loqarif cədvəli (*əsas e*=2,728)

Cədvəl 4.

Təkliklər / Onluqlar	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	-	0,0000	0,6931	1,0986	1,3863	1,6094	1,7918	1,9459	2,0794	2,1972
1	2,3026	2,3979	2,4849	2,5649	2,6391	2,7081	2,7726	2,8332	2,8904	2,9444
2	2,9957	3,0445	3,0910	3,1355	3,1781	3,2189	3,2581	3,2958	3,3322	3,3673
3	3,4012	3,4340	3,4657	3,4965	3,5264	3,5553	3,5835	3,6109	3,6376	3,6636
4	3,6889	3,7136	3,7377	3,7612	3,7842	3,8067	3,8286	3,8501	3,8712	3,8918
5	3,9120	3,9318	3,9512	3,9703	3,9890	4,0073	4,0254	4,0431	4,0604	4,0775
6	4,0943	4,1109	4,1271	4,1431	4,1589	4,1744	4,1897	4,2047	4,2195	4,2341
7	4,2485	4,2627	4,2767	4,2905	4,3041	4,3175	4,3307	4,3438	4,3567	4,3694
8	4,3820	4,3944	4,4067	4,4188	4,4308	4,4427	4,4543	4,4659	4,4773	4,4886
9	4,4998	4,5109	4,5218	4,5326	4,5433	4,5539	4,5643	4,5747	4,5850	4,5951
10	4,6052	4,6151	4,6250	4,6347	4,6444	4,6540	4,6634	4,6728	4,6821	4,6913

Bəzi elementlərin görünən oblastda (Balmer seriyası) spektral xətlərinin dalğa uzunluqları

Cədvəl 5.

Element	λ, nm	Element	λ, nm
H	410,174 434,043 434,050 486,128 486,133 656,271 656,285	Na	466,860 498,280 514,010 515,360 568,820 588,996 589,593 615,420 616,080
Hg	404,660 407,780 434,750 435,830 491,600 546,070 567,590 576,960 578,970 579,070 612,350 690,720	He	402,620 447,150 471,310 492,190 501,570 587,560 667,810 706,570 728,130

ƏDƏBİYYAT

1. Лабораторный практикум по физике. Под. ред. Ахматова А. С., – М.: Высшая школа, 1980.
2. Савельев И.В. Курс общей физики, т. 1, 2, 3. «Наука», М. 1982.
3. Лабораторные занятия по физике. Под ред. Гольдина Л.Л. – М.: Наука, 1983.
4. Лабораторный практикум по физике. Под. ред. Барсукова К.А. и Уханова Ю.И. – М.: Высшая школа, 1988.
5. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 1. Механика. – М.: Наука, 1989.
6. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. –М.: Высшая школа, 1989.
7. Трофимова Т.И. Курс физики, «Высшая школа», М., 1990.
8. Общий физический практикум. Механика. Под. ред. Матвеева А.Н. и Киселева Д.Ф. – М.: Изд. МГУ, 1991.
9. Иродов И. И. Механика. Основные законы физики. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2000.
10. Qocayev E.M. Ümumi fizika kursu, I, II hissə. Çaşıoğlu, B., 2003.
11. Əhməd A.Ə., Qocayev E.M., Əfəndiyev Ş.M. Fizika. Testlər toplusu, «Təhsil» NPM, 2010.
12. Манина Е.А., Шадрин Г.А. «Обработка результатов измерений физического практикума», Изд-во СурГУ, 2007 г.

Eldar Mehralı oğlu Qocayev
professor, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru
Abdullah Əmrullah oğlu Əhməd
dosent, fizika-riyaziyyat elmləri namizədi
Şücayət Əmən oğlu Zeynalov
dosent, fizika üzrə fəlsəfə doktoru
Şəfiqə Məhəmməd qızı Mehdiyeva
dosent, pedaqoji elmləri namizədi
Sürəyya İsa qızı Məmmədova
baş müəllim, fizika-riyaziyyat elmləri namizədi

F İ Z İ K A
(laboratoriya işləri)

Bakalavrlar üçün dərs vəsaiti

Çapa imzalanıb 08.09.2021
Formarı 60x84 1/8
T'ba.irli kağız №1
Fiz. çap. vər. 21
Titraj 100

Kitab **"APOSTROF-A"** nəşriyyatında
ofset üsulu ilə hazır deopozitivlərdən çap edilib.
E-mail: apostrof0706@gmail.com
Tel: +99412 432 51 04 / +99450 313 07 06